Richtungskorrelationsuntersuchungen an den γγ-Kaskaden des ^{131}Cs

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

Richard Thielmann
aus Marburg (Lahn)

Marburg/Lahn 1972

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg (Lahn)

Richtungskorrelationsuntersuchungen an den γγ-Kaskaden des ^{131}Cs

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

Richard Thielmann

aus Marburg (Lahn)

Marburg/Lahn 1972

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg (Lahn)

Gedruckt mit Unterstützung
des
Marburger Universitätsbundes

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Vom Fachbereich Physik der
Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am 15.1.1972
Tag der mündlichen Prüfung am 8.3.1972

Berichterstatter: Prof. Dr. W. Walcher
Mitberichterstatter: Prof. Dr. U. Cappeller

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Das Zerfallsschema des ^{131}Ba	3
2.1. Bisherige Untersuchungsergebnisse	3
2.2. Problemstellung	7
3. Grundlagen der Meßmethode	8
3.1. Die Richtungskorrelationsfunktion	8
3.2. Vergleich zwischen Theorie und Experiment	13
4. Die Meßapparatur	
4.1. Blockschaltbild	17
4.1.1. Detektoranordnung	17
4.1.2. Vielkanalanalysator	19
4.1.3. Daten- Ein- und -Ausgabe	20
4.1.4. Kontrolleinrichtungen (Registrieranlage)	21
4.1.5. Programmsteuerung	21
4.2. Funktionsbeschreibung	21
4.3. Sondereinrichtungen	25
4.3.1. Die Peakstabilisierung	25
4.3.2. Die "Interrupt"-Schaltung	35
4.3.3. Die Programmsteuerung	41
5. Die Richtungskorrelationsmessungen	47
5.1. Das Präparat	47
5.2. Ablauf der Messungen	48
5.3. Prinzip der Auswertung	51
5.3.1. Übersicht	51
5.3.2. Die Berechnung der "echten" Anteile der Peaks im Koinzidenzspektrum	52
5.3.3. Die Berechnung der Lebensdauer- und Totzeitkorrektur	53
5.3.4. Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelationsfunktion	56

Seite

6. Die Meßergebnisse 57

7. Diskussion der Meßergebnisse 69

7.1. Voraussetzungen 69
7.2. Die (404-216) keV-Kaskade 70
7.3. Die (832-216) keV-Kaskade 73
7.4. Die (247-373) keV-Kaskade 75
7.5. Übersicht und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren 77
7.6. Modelltheoretische Deutungsversuche 83

8. Zusammenfassung 84

Literaturverzeichnis 85

1. Einleitung

γ-γ-Richtungskorrelationsmessungen zählen seit den ersten brauchbaren Experimenten von Brady, Metzger und Deutsch in den Jahren 1947-1950 [1a] zu den Standard-Meßmethoden der experimentellen Kernstrukturforschung: sie ermöglichen zusammen mit anderen Experimenten die Bestimmung der Drehimpulsquantenzahlen angeregter Kernzustände und der Multipolordnungen bzw. Multipol-Mischungsverhältnisse der Übergänge zwischen diesen Zuständen.

Die hierzu lange Zeit verwendete "klassische" Meßanordnung (bestehend aus je 2 NaJ(Tl)-Detektoren, röhrenbestückten Verstärkern und Einkanal-Diskriminatoren mit nachgeschalteten Zählern) weist zwei wesentliche Nachteile auf, die ihren Anwendungsbereich stark einschränken:

1.) Systembedingte Drift- und Alterungserscheinungen der Röhren lassen weder präzise Langzeitmessungen (> 1 Woche) noch exakt reproduzierbare Kurzzeitmessungen zu. Auch die Einführung elektronischer Stabilisierungsmaßnahmen [2] konnte diesen Mangel nur unzureichend verbessern.

2.) Die Verwendung von Einkanal-Diskriminatoren bietet keine Möglichkeit zur simultanen Beobachtung der Struktur des Impulshöhenspektrums in der Umgebung der zu untersuchenden γ-Übergänge. Verschiebungen des Energiemaßstabes oder aber Strukturänderungen, wie sie etwa durch Beimischung von energetisch benachbarten Übergängen, Streustrahlungen oder radioaktiven Verunreinigungen verursacht werden, konnten daher nicht ohne weiteres erkannt werden und führten bei der Auswertung oft zu fehlerhaften Aussagen.

Die Anwendung der RK-Meßmethode mußte sich daher zunächst auf solche γ-Kaskaden beschränken, die entweder energetisch gut von den übrigen Komponenten des γ-Spektrums isoliert, oder aber mit großer relativer Häufigkeit im Zefallsschema des zu untersuchenden

Kernes vertreten waren. Richtungskorrelationsmessungen an schwachen Kaskaden in komplexen Zerfallsspektren konnten nur in besonders günstig gelagerten Ausnahmefällen mit Erfolg durchgeführt werden.

Diese Situation änderte sich wesentlich mit der Einführung der Halbleiter-Elektronik: Transistorbestückte Verstärker und Analog-Digital-Wandler in Verbindung mit digitalen Stabilisierungsschaltungen verbessern die Stabilität der Meßanordnungen um Größenordnungen und lassen damit präzise Dauermessungen über viele Wochen zu. Zweidimensionale Vielkanalanalysatoren mit schnellen Analog-Digital-Wandlern und großen Kernspeicherkapazitäten bieten die Möglichkeit, die Winkelabhängigkeit des gesamten γ-Koinzidenzspektrums eines angeregten Kernes simultan zu erfassen.

Mit Hilfe der inzwischen ebenfalls laufend weiterentwickelten Datenverarbeitungstechnik können die dabei anfallenden großen Rohdatenmengen umfassend ausgewertet, nach verschiedenen Gesichtspunkten analysiert und in ihrer inneren Konsistenz überprüft werden.

Damit sind heute die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Anwendung der γ-γ-Richtungskorrelationsmessmethode auch auf relativ schwache Kaskaden in komplexen Zerfallsspektren angeregter Kerne weitgehend erfüllt.

Trotz der fortgeschrittenen Experimentier- und Auswertetechnik sind derartige Messungen jedoch nicht problemlos: Experiment und Auswertung bedürfen einer fortlaufenden kritischen Kontrolle, damit systematische Fehler rechtzeitig erkannt und eliminiert werden können.

Auch bei den Messungen der Arbeitsgruppe, der der Verfasser angehört, traten solche systematischen Fehler auf; ein wesentlicher Abschnitt des apparativen Teils der vorliegenden Arbeit besteht in der Analyse und Beseitigung dieser Fehler (vgl. Kap. 4.2.1.; 4.3.2.).

2. Das Zerfallsschema des ^{131}Ba

2.1. Bisherige Untersuchungsergebnisse

Der Zerfall des ^{131}Ba ist bereits von zahlreichen Autoren [3-37] experimentell untersucht worden. Obwohl ein erstes, nahezu vollständiges Termschema des ^{131}Cs schon 1953 von Cork et al. [11] aufgestellt wurde, bleiben die Angaben der verschiedenen Autoren über die Spinzuordnung der einzelnen Energieniveaus und die Multipolaritäten der γ-Übergänge zwischen diesen Niveaus bis in die neueste Zeit hinein uneinheitlich (Tab. 1). Fig. 1 zeigt das Zerfallsschema, wie es unter besonderer Berücksichtigung der sehr eingehenden Untersuchungen von Fechner et al. [34] und Hasselgren et al. [37] heute angenommen werden muß.

Über den Spin des ^{131}Ba-Grundzustandes liegen bisher keine direkten Messungen vor. Der systematische Gang der Energiedifferenzen zwischen den untersten $1/2^+$- und $3/2^+$-Niveaus in der Reihe der Barium-, Tellur- und Xenonisotope mit ungerader Massenzahl in Abhängigkeit von der Neutronenzahl legt jedoch $J^\pi = 1/2^+$ als wahrscheinlichsten Wert nahe [25] [26].

Dem Grundzustand des ^{131}Cs wurde bereits im Jahre 1953 aufgrund von Atomstrahlresonanzexperimenten (Rabi-Methode) und theoretischen Überlegungen (Schalenmodell) $J^\pi = 5/2^+$ für Drehimpuls und Parität zugeordnet [13], eine Bestätigung dieses Wertes findet sich bei [16].

Da alle, beim natürlichen Zerfall des ^{131}Ba bisher beobachteten γ-Übergänge die Multipolordnung M1 und/oder E2 haben ($^\pi i \cdot {}^\pi f = +1$), muß sämtlichen, in Fig. 1 angegebenen Energiezuständen gerade Parität zugeschrieben werden.

Für den ersten angeregten Zustand bei 79 keV scheint $J^\pi = 7/2^+$ aufgrund der folgenden Überlegungen gesichert:

1.) Der systematische Gang der Energiedifferenzen zwischen den $5/2^+$- und den $7/2^+$-Zuständen in der Reihe der Caesium-Isotope

Energie des Zustan des / Autor	Lindqvist et al. 1957 [21]	Haskins 1957 [22]	Bodenstedt et al. 1960 [23]	Bodenstedt 1962 zit. in [25]	Kelly et al 1963 [25]	Horen et al. 1964 [26]	Hirose et al. 1965 [28]	Karlsson 1966 [29]	Sen et al. 1967 [30]	Murty et al. 1967 [31]	Kucarova et al. 1968 [33]	Fechner et al. 1969 [34]	Mangal et al. 1970 [35]	Khodzhaev et al. 1970 [36]	Hasselgren et al. 1970 [37]
1048					3/2⁺, 5/2⁺	3/2⁺	1/2⁺, 3/2⁺			5/2⁺	3/2⁺		3/2⁺	3/2⁺	3/2⁺
697						1/2⁺, 3/2⁺					1/2⁺, 5/2⁺			(1/2⁺, 5/2⁺)	3/2⁺
620	3/2⁺	3/2⁺		1/2⁺ 3/2⁺		1/2⁺, 3/2⁺	nicht 1/2⁺		3/2⁺		1/2⁺, (3/2⁺)	1/2⁺	3/2⁺	3/2⁺	1/2⁺
585								3/2⁺			3/2⁺			(1/2⁺, 3/2⁺)	3/2⁺
373					3/2⁺, 5/2⁺	3/2⁺	3/2⁺				3/2⁺			5/2⁺	3/2⁺
216			3/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺	3/2⁺	(3/2⁺)				3/2⁺		5/2⁺	3/2⁺	3/2⁺
134			nicht 7/2	3/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺, 7/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺, 7/2⁺					5/2⁺	5/2⁺		5/2⁺	5/2⁺
124	7/2⁺	1/2⁺, 5/2⁺	1/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺	< 7/2⁺	3/2⁺, 5/2⁺, 7/2⁺	1/2⁺, 3/2⁺, 5/2⁺		5/2⁺		1/2⁺, 5/2⁺	1/2⁺	5/2⁺	3/2⁺	1/2⁺
79					7/2⁺	7/2⁺									7/2⁺

*) nicht mit dem gemessen $A_{44} \neq 0$ verträglich!

Tab. 1 Spins und Paritäten der beim Zerfall des ^{131}Ba angeregten Zustände des ^{131}Cs.

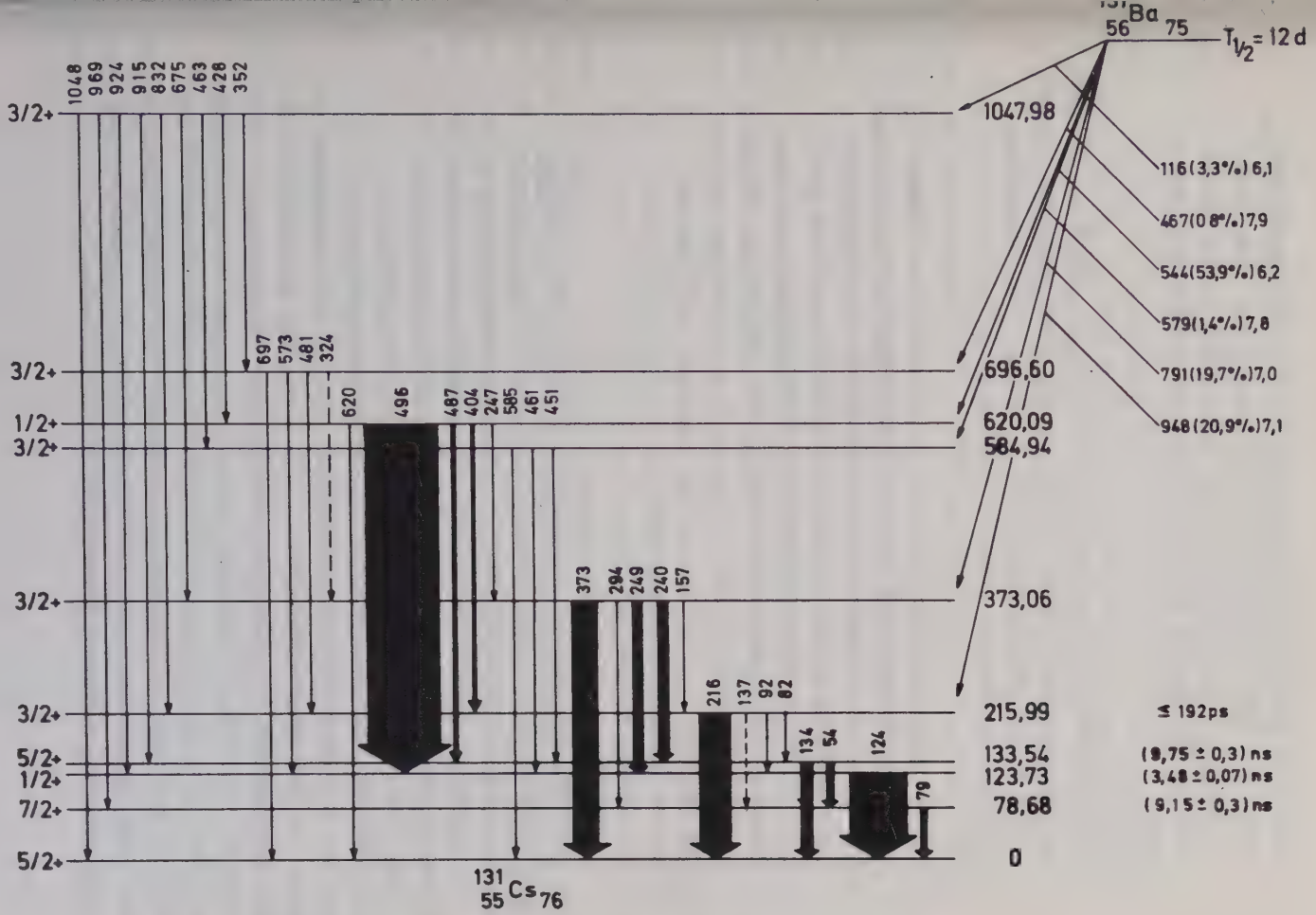


Fig.1: Zerfallschema des ^{131}Ba (nach [34] und [37])

ungerader Massenzahl in Abhängigkeit von der Neutronenzahl läßt für ^{131}Cs einen $7/2^+$-Zustand bei etwa 80 keV erwarten. Der M1-Charakter des gefundenen 78 keV-Grundzustand-Überganges ist mit dieser Voraussage verträglich [25].

Ein Vergleich der gemessenen Multipolarität (99.5 ± 0.4 % M1) und Lebensdauer (9.6 ± 0.3) ns mit den sehr ähnlichen Werten des analogen Überganges ($5/2^+ \rightarrow 7/2^+$) im ^{133}Cs bestätigen $J^\pi = 7/2^+$ [26].

2.) Nach neueren Messungen von [37] kann weder der 79 keV-Grundzustandsübergang noch der 55 keV-Übergang vom 134 keV-Niveau ($5/2^+$) reinen E2-Charakter haben; dies beschränkt die möglichen Spinwerte für den 79 keV-Zustand auf $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$. Trotz gezielter Suche [37] wurden keine Übergänge von den beiden $1/2^+$-Niveaus bei 124 keV und 620 keV zum 79 keV-Niveau gefunden; daraus muß geschlossen werden, daß von den o.g. Spinwerten nur der Wert $7/2^+$ für den 79 keV-Zustand in Frage kommt.

Die Spins der Anregungszustände bei 124 keV ($1/2^+$), 134 keV ($5/2^+$) und 620 keV ($1/2^+$) konnten mit den sehr eingehenden Untersuchungen von Fechner et al. [34] und Hasselgren et al. [37] eindeutig bestimmt werden. Die Richtungskorrelationsmessungen in [34] bestätigen die schon 1960 von Bodenstedt et al. [23] geäußerte Annahme, daß die Richtungsverteilung der (487-133) keV-Kaskade eine starke Anisotropie zeigt, während die der (496-124) keV-Kaskade isotrop ist. Unstimmigkeiten in der Spinzuordnung der Niveaus bei 124 keV und 620 keV, wie sie bei Richtungskorrelationsmessungen verschiedener Autoren (vgl. Tab.1) auftraten, müssen mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine unvollkommene Trennung der beiden Kaskaden bei der Messung zurückgeführt werden, da schon geringe Beimischungen von der stark anisotropen (487-133)keV-Kaskade eine Anisotropie der isotropen (496-124) keV-Kaskade vortäuschen können.

Über die restlichen Anregungszustände ([1048, 697, 584, 373, 216] keV) liegen nur wenige und teilweise widersprüchliche Daten aus direkten Messungen vor. Die angegebenen Spins stützen sich vornehmlich auf die Diskussion der Mischungsverhältnisse von γ-Übergängen zu eindeutig bestimmten tieferen Niveaus sowie auf Rückschlüsse aus den Verzweigungsverhältnissen (log. ft-Werte) der Elektroneneinfang-Übergänge vom Grundzustand des ^{131}Ba. Danach gelten für diese Zustände gemeinsam folgende Überlegungen:

1.) Die log. ft-Werte der zugehörigen Elektroneneinfang-Übergänge vom Grundzustand ($J^{\pi} = 1/2^{+}$) des ^{131}Ba ($6{,}1 \leq \log ft \leq 7{,}9$) liegen oberhalb der für erlaubte Übergänge zu erwartenden Werte, erreichen aber nicht die für zweifach-verbotene Übergänge charakteristische Größenordnung. Da sie aus Paritätsgründen nicht einfach-verboten sein können, muß angenommen werden, daß die Elektroneneinfang-Übergänge erlaubt,aber behindert sind; dies beschränkt die Spins der eingespeisten Niveaus auf die Werte $1/2^{+}$ und $3/2^{+}$.

2.) Die Grundzustandsübergänge der betrachteten Niveaus sind nach allen bisher dazu vorliegenden Messungen gemischte Übergänge vom Typ M1 + E2; für die Anregungszustände kommen daher nur die Spins $3/2^{+}$, $5/2^{+}$, $7/2^{+}$ in Frage. Von allen Zuständen führen Übergänge zum 124 keV ($1/2^{+}$)-Niveau, die - mit Ausnahme des zum 1048 keV-Zustand gehörenden - nach den vorliegenden Konversionsmessungen [37] M1-Beimischungen enthalten müssen. Die Spins der Anregungszustände bei (697,584,373,216) keV sind dadurch auf $J^{\pi} < 5/2^{+}$, d.h. $J^{\pi} = 3/2^{+}$ festgelegt. Für den Übergang (1048-124) keV schließen die Konversionsdaten [37] einen reinen E2-Charakter nicht aus; der Spin des 1048 keV-Niveaus kann daher $3/2^{+}$ oder $5/2^{+}$ sein. Unter Berücksichtigung der Kriterien 1.) ist allerdings auch hier der Wert $5/2^{+}$ auszuschliessen.

2.2. Problemstellung

Verschiedene Autoren [27] [28] [35] [36] haben versucht, die oben beschriebene Spinzuordnung der Niveaus bei 216, 373, 584, 697, 1048 keV durch $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen zu bestätigen;

diese Versuche führten sowohl beim 216 keV-Zustand als auch beim 373 keV-Zustand zu sehr unbefriedigenden Ergebnissen:

Die Messungen von [36] an den Kaskaden (247-373) keV und (674-373) keV lieferten beide nicht verschwindende A_4-Koeffizienten und schließen damit $J^\pi = 3/2^+$ für den 373 keV-Zustand aus. Zur Bestimmung des 216 keV-Niveaus wurden Messungen an den Kaskaden (480-216) keV [36] und (832-216) keV [27] [28] [35] [36] durchgeführt (vgl. Tab. 6), außerdem γ-e_K-Richtungskorrelation-smessungen an der Kaskade (404-216) keV [37]. Während die Experimente von [36], [37] den aus Konversionsdaten gefundenen Spin $J^\pi = 3/2^+$ für den 216 keV-Zustand bestätigen, muß nach den Ergebnissen ($A_4 \neq 0$) von [27,28] $J^\pi > 3/2^+$ angenommen werden; der Wert $J^\pi = 5/2^+$ wird auch von [35] angegeben. Zur Klärung dieser Widersprüche erschien es angebracht, die ungeklärten $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen zu wiederholen und daneben auch die $\gamma\gamma$-Richtungskorrelation der (404-216) keV-Kaskade zu untersuchen.

3. Grundlagen der Meßmethode

3.1. Die Richtungskorrelationsfunktion

Die Theorie der $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen ist von verschiedenen Autoren, z.B. [1a] [38] [39] ausführlich behandelt worden: Zerfällt ein angeregter Kern über eine zweistufige γ-Kaskade in seinen Grundzustand (Fig. 2a), so hängt der Winkel θ zwischen den durch die Wellenzahlvektoren $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ (Fig. 2b) gegebenen Abstrahlungsrichtungen der beiden γ-Quanten γ_1, γ_2 in bestimmter Weise von den Drehimpulsquantenzahlen j_i, j, j_f der drei Zustände der Kaskade und von den Multipolordnungen L_1, L_2 der Strahlungen γ_1, γ_2 ab.

Für ein isotropes Gemenge gleichartiger, angeregter Kerne läßt sich diese Abhängigkeit durch die Angabe einer "Richtungskorrelationsfunktion" $W(\theta)$ beschreiben, dabei gilt:

$$\widetilde{W(\theta)} = \sum_{K \text{ gerade}} A_{KK}^{Th'} \; P_K (\cos \theta) \qquad (3.1)$$

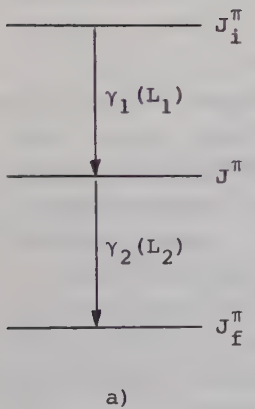
bzw. unter Einführung von:

$$A_{KK} = \frac{A_{KK'}}{A_{OO'}} \qquad (3.2)$$

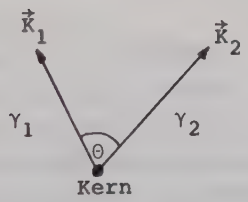
$$W(\theta) = \sum_{K \text{ gerade}} A_{KK}^{Th} \; P_K(\cos \theta) \text{ mit } A_{OO} = 1 \qquad (3.3)$$

$A_{KK}^{Th'}$ = nicht normierter theoretischer RK-Koeffizent

A_{KK}^{Th} = normierter theoretischer RK-Koeffizient



a)



b)

Fig. 2: Charakteristische Größen für den Zerfall eines Atom-Kernes über eine γγ-Kaskade

a) Bezeichnung der Kaskade

b) Bezeichnung von Emissionsrichtung und Wellenzahlvektoren der emittierten γ-Quanten.

Die Entwicklungskoeffizienten A_{KK}^{Th} können in zwei gleichartige Faktoren $A_K^{(1)}$ und $A_K^{(2)}$ aufgespalten werden:

$$A_{KK}^{Th} = A_K^{(1)} \cdot A_K^{(2)} \qquad (3.4.)$$

derart, daß jeder der beiden Faktoren nur von der Multipolordnung und den Drehimpulsquantenzahlen eines der beiden Übergänge der Kaskade abhängt:

$$A_K^{(1)} = A_K(L_1,L_1,J_i,J) \quad ; \quad A_K^{(2)} = A_K(L_2,L_2,J_f,J) \qquad (3.5.)$$

Im Falle einer reinen Multipolstrahlung gilt:

$$A_K^{(1)} \equiv F_K\,(L_1L_1J_iJ) \quad ; \quad A_K^{(2)} \equiv F_K\,(L_2L_2J_fJ) \qquad (3.6.)$$

die F_K-Koeffizienten finden sich tabelliert bei Ferentz und Rosenzweig [1b].

Man erhält so aus (3.1.) die normierte Winkelkorrelationsfunktion:

$$W(\Theta) = \sum_{K \text{ gerade}} F_K(L_1L_1J_iJ)\; F_K(L_2L_2J_fJ)\; P_K(\cos\Theta) \qquad (3.7.)$$

Die Summe erstreckt sich dabei über die geraden Werte von K im Bereich $0 \leq K \leq \text{Min}\,(2J, 2L_1, 2L_2)$; in der Praxis können allerdings im allgemeinen nur die Werte A_0, A_2, A_4 beobachtet werden. Die Gleichung (3.7.) gilt für den Fall, daß beide Übergänge "reine" Übergänge mit dem Multipolordnungen L_1 und L_2 sind. Im allgemeinen Fall sind jedoch beide Übergänge bezüglich ihrer Multipolordnungen "gemischte" Übergänge, d.h. sie enthalten z.B. im einfachsten Fall[1] je 2 Multipolkomponenten L_1, L_1+1 bzw. L_2, L_2+1. Man definiert als "Mischungsverhältnis" δ_1 bzw. δ_2 die Quotienten der folgenden reduzierten Matrixelemente:

$$\delta_1 = \frac{\langle J||L_1+1||J_i\rangle}{\langle J||L_1||J_i\rangle} \quad ; \quad \delta_2 = \frac{\langle J_f||L_2+1||J\rangle}{\langle J_f||L_2||J\rangle} \qquad (3.8.)$$

wobei $-\infty \leq \delta \leq +\infty$

---

1) Dieser "einfachste Fall" beschreibt zugleich alle praktisch vorkommenden Fälle, vgl. Seite 12

Mit Hilfe dieser Größen läßt sich die normierte Richtungskorrelationsfunktion auch für gemischte Übergänge angeben:

$$W(\theta) = \sum_{K \text{ gerade}} A_K(L_1\ L_1{+}1\ J_i\ J) \cdot A_K(L_2\ L_2{+}1\ J_f\ J) \cdot P_K(\cos\theta) \qquad (3.9.)$$

mit:

$$A_K(L_1 L_1{+}1\ J_i J) = \frac{F_K(L_1 L_1 J_i J) + 2\delta_1 F_K(L_1 L_1{+}1 J_i J) + \delta_1^2 F_K(L_1{+}1 L_1{+}1 J_i J)}{1 + \delta_1^2} \qquad (3.10.)$$

$$A_K(L_2 L_2{+}1 J_f J) = \frac{F_K(L_2 L_2\ J_f J) + 2\delta_2 F_K(L_2 L_2{+}1 J_f\ J) + \delta_2^2 F_K(L_2{+}1 L_2{+}1 J_f J)}{1 + \delta_2^2} \qquad (3.11)$$

Der Wertebereich von K ist in diesem Falle gegeben durch $0 \leq K \leq \text{Min}\ (2J, 2L_1{+}1,\ 2L_2{+}1)$; in der Praxis lassen sich aber auch hier nur die Werte A_0, A_2, A_4 beobachten. Man erkennt unmittelbar, daß der Ausdruck (3.9.) für $\delta_1 = \delta_2 = \pm\infty$ (reiner Übergang der Multipolordnung L+1) und für $\delta_1 = \delta_2 = 0$ (reiner Übergang der Multipolordnung L) übergeht in (3.7.).

Die Skala der möglichen Multipolordnungen L wird durch "Auswahlregeln" eingeschränkt:

Für γ-Übergänge zwischen zwei Zuständen mit den Drehimpuls- und Paritätsquantenzahlen J_i, J_f und π_i, π_f fordert die Erhaltung des Drehimpulses:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \qquad (3.12.)$$

und die Erhaltung der Parität:

$$\Delta\pi \equiv \frac{\pi_i}{\pi_f} = (-1)^L \text{ für den } E_L\text{-Strahlungstyp} \qquad (3.13.)$$

$$= (-1)^{L-1} \text{ für den } M_L\text{-Strahlungstyp} \qquad (3.14.)$$

d.h. an ein und demselben γ-Übergang können nur Multipolanteile vom gleichen Strahlungstyp beteiligt sein, die sich jeweils um $\Delta L = 2$ unterscheiden.

Eine weitere "Quasi"-Auswahlregel resultiert aus einer Abschätzung der Größenordnung der Multipolmatrixelemente: ihr Wert nimmt unabhängig vom Strahlungstyp mit steigender Ordnung L jeweils um einen Faktor der Größenordnung 10^{-2} ab, außerdem sind die M_L-Matrixelemente um einen Faktor 10-100 kleiner, als die E_L-Matrixelemente.

Die gleichzeitige Gültigkeit dieser Auswahlregeln hat zur Folge, daß bei einem γ-Übergang von den beiden Strahlungstypen E_L bzw. M_L jeweils nur die niedrigst mögliche Ordnung L, gegeben durch

$$L = |J_i - J_f| \qquad (3.15.)$$

einen merklichen Beitrag liefert, so daß bei allen praktisch vorkommenden Fällen nur Mischungen der Form M_L, E_{L+1} berücksichtigt zu werden brauchen. $J_i = J_f = \frac{1}{2}$, $J_i = 0$ oder $J_f = 0$ ergibt nach (3.12.) immer einen reinen Übergang; ein γ-Übergang zwischen $J_i = 0$ und $J_f = 0$ ist absolut verboten.

Die Beschreibung der Richtungskorrelationsfunktion $W(\Theta)$ in der Form (3.1.) gilt nur dann, wenn die Orientierung des Zwischenzustandes der betrachteten Kaskade durch Wechselwirkung mit der Umgebung nicht gestört wird ("gestörte Richtungskorrelation" [1a]). Solche Störungen können z.B. durch elektrische oder magnetische Kristallfelder in nichtkubischen Kristallen oder auch durch inneratomare Felder infolge von Störungen der Hüllenkonfiguration unmittelbar nach einem radioaktiven Zerfallsakt (β-Zerfall, K-Einfang etc.) verursacht werden; sie bleiben im allgemeinen ohne Einwirkung auf die Richtungskorrelation, wenn die Lebensdauer des Zwischenzustandes oder die Dauer der Störung sehr kurz ist ($T < 10^{-12}$ s).

Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so muß dafür gesorgt werden, daß sich die zu untersuchenden Kerne in einer feldfreien, nach Möglichkeit elektrisch leitenden Umgebung befinden (Metall, wässrige Lösung); die dort vorhandenen Leitungselektronen ermöglichen eine schnelle Regeneration der beim Zerfall gestörten Hüllenkonfiguration.

3.2. Vergleich zwischen Theorie und Experiment

Wie in Kap. 5.3. gezeigt, liefert die Auswertung der Richtungskorrelationsmessung als Endergebnis für jede gemessene Kaskade eine exp. Richtungskorrelation:

$$W^{exp}(\Theta) = C\ (1+A_{22}\cdot P_2(\cos\Theta) + A_{44}\cdot P_4(\cos\Theta) \qquad (3.16)$$

Die darin enthaltenen Informationen über die gesuchten Drehimpulsquantenzahlen J_i, J, J_f der beteiligten Anregungszustände und die Mischungsverhältnisse δ_1, δ_2 der γ-Übergänge zwischen diesen Zuständen können durch Vergleich der experimentell bestimmten A_{22}, A_{44}-Koeffizienten mit den entsprechenden Koeffizienten A_{22}^{Th}, A_{44}^{Th} der theoretischen Richtungskorrelationsfunktion (Gl. 3.1. ff.) ermittelt werden. Es muß gelten

$$A_{22} = A_{22}^{Th}$$
$$= A_2\ (J_i,J,\delta_1(L_1,L_1+1))\cdot A_2(J_f,J,\delta_2(L_2,L_2+1)) \qquad (3.17.)$$

$$A_{44} = A_{44}^{Th}$$
$$= A_4\ (J_i,J,\delta_1(L_1,L_1+1)\ \cdot A_4(J_f,J,\delta_2(L_2,L_2+1)) \qquad (3.18)$$

Man erhält auf diese Weise ein Gleichungssystem, bestehend aus zwei Gleichungen, das die sieben charakteristischen Parameter $(J_i,J,J_f,\ L_1,L_2,\delta_1,\delta_2)$ des Kaskadenzerfalls als Unbekannte enthält. Es ist demnach prinzipiell nicht möglich, durch $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen alleine die Parameter einzeln zu bestimmen; derartige Messungen erlauben allenfalls eine Einschränkung der möglichen Parameter-Kombinationen.

Detailliertere Aussagen können nur dann gewonnen werden, wenn es gelingt, einen Teil der Parameter durch anderweitige Messungen (Konversionsmessungen, Kernresonanzfluoreszenzuntersuchungen etc.) zu bestimmen oder in ihrem Wertebereich einzuschränken.

In die Diskussion der Ergebnisse von Richtungskorrelationsmessungen müssen deshalb stets die Resultate derartiger "konkurrierender" Messungen mit einbezogen werden (vgl. Kap.7).

Da die analytische Behandlung der Gleichungen (3.17),(3.18) in Verbindung mit (3.10), (3.11) relativ umständlich und unübersichtlich ist, hat sich in der Praxis für die Interpretation von Richtungskorrelationsmessungen ein graphisches Verfahren eingeführt, das in einer Arbeit von Arns und Wiedenbeck [40] erstmals ausführlich beschrieben wurde.

In Einführung dieses Verfahrens ist es zweckmäßig, anstelle der Mischungsverhältnisse δ_1, δ_2 (vgl. Gl. 3.8.) die sog. "Mischungsparameter" $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ einzuführen, die folgendermaßen definiert sind:

$$Q^{(1)} = \frac{\delta_1^2}{1+\delta_1^2} \quad ; \quad Q^{(2)} = \frac{\delta_2^2}{1+\delta_2^2} \tag{3.19}$$

Durch Einsetzen dieser Größen in (3.10.) und (3.11.) erhält man:

$$A_2^{(1)}\ (L_1L_1{+}1J_iJ) = a_1(1-Q^{(1)}) + b_1\sqrt{Q^{(1)}(1-Q^{(1)})} + c_1Q^{(1)} \tag{3.20.}$$

$$A_2^{(2)}\ (L_2L_2{+}1J_fJ) = a_2(1-Q^{(2)}) + b_2\sqrt{Q^{(2)}(1-Q^{(2)})} + c_2Q^{(2)} \tag{3.21.}$$

$$A_4^{(1)}\ (L_1L_1{+}1J_iJ) = d_1Q^{(1)} \tag{3.22.}$$

$$A_4^{(2)}\ (L_2L_2{+}1J_fJ) = d_2Q^{(2)} \tag{3.23.}$$

mit:

$$a_1 = F_2(L_1L_1J_iJ) \qquad a_2 = F_2(L_2L_2J_fJ) \tag{3.24.}$$

$$b_1 = 2\,F_2(L_1L_1{+}1J_iJ) \qquad b_2 = 2F_2(L_2L_2{+}1J_fJ) \tag{3.25.}$$

$$c_1 = F_2(L_1{+}1L_1{+}1J_iJ) \qquad c_2 = F_2(L_2{+}1L_2{+}1J_fJ) \tag{3.26.}$$

$$d_1 = F_4(L_1{+}1L_1{+}1J_iJ) \qquad d_2 = F_4(L_2{+}1L_2{+}1J_fJ) \tag{3.27.}$$

Mit Hilfe der Gleichungen (3.20 - 3.23) lassen sich die Richtungskorrelationskoeffizienten $A_2^{(1)}$, $A_2^{(2)}$, $A_4^{(1)}$, $A_4^{(2)}$ der beiden Kaskadenübergänge (1) und (2) als Funktion der Mischungsparameter $Q^{(1)}$ und $Q^{(2)}$ graphisch darstellen (vgl. Fig. 12 - 16): diese Darstellung liefert für die A_2-Koeffizienten Ellipsen, für die A_4-Koeffizienten Geraden durch den Nullpunkt des Koordinatensystems. Beschränkt man sich auf Übergänge mit bestimmter Multipolarität (hier: M1/E2), so hängen die Parameter der Ellipsen und die Steigung der Geraden nur ab von den Drehimpulsquantenzahlen J_i, J, J_f der drei Energiezustände der betrachteten Kaskade (vgl. Fig. 2a), d.h. für jede mögliche Kombination J_i, J, J_f sind der Kaskade jeweils zwei charakteristische Ellipsen $A_2^{(1)} = f(Q^{(1)})$, $A_2^{(2)} = f(Q^{(2)})$ (3.28) und zwei Geraden $A_4^{(1)} = f(Q^{(1)})$, $A_4^{(2)} = f(Q^{(2)})$ (3.29) zugeordnet.

Die Gleichungen (3.17) und (3.18) beschreiben den Zusammenhang zwischen den obenbezeichneten Richtungskorrelationskoeffizienten und den gemessenen Werten für A_{22}, A_{44}, der sich ebenfalls in graphischer Form darstellen läßt: wählt man für diese Darstellung ein Koordinatensystem mit $A_2^{(2)}$ bzw. $A_4^{(2)}$ als Abszisse und $A_2^{(1)}$ bzw. $A_4^{(1)}$ als Ordinate, so liegen alle, mit einem Meßwert A_{22} bzw. A_{44} verträglichen Wertepaare $A_2^{(1)}$ $A_2^{(2)}$ bzw. $A_4^{(1)}$ $A_4^{(2)}$ auf den beiden Ästen der Hyperbeln:

$$A_2^{(1)} \cdot A_2^{(2)} = A_{22} \qquad (3.30)$$

$$A_4^{(1)} \cdot A_4^{(2)} = A_{44} \qquad (3.31)$$

Da jeder Meßwert mit einem Fehler behaftet ist:

$$A_{22} = A_{22} \pm \Delta A_{22} \qquad A_{44} = A_{44} \pm \Delta A_{44}$$

erhält man in der Praxis anstelle von (3.30), (3.31) zwei Scharen von Hyperbeln, von denen man zweckmäßigerweise nur die vier Einhüllenden darstellt:

$$\max (A_2^{(1)} \cdot A_2^{(2)}) = A_{22}+\Delta A_{22} \quad ; \min (A_2^{(1)} \cdot A_2^{(2)}) = A_{22} - \Delta A_{22} \qquad (3.32)$$

$$\max (A_4^{(1)} \cdot A_4^{(2)}) = A_{44}+\Delta A_{44} \quad ; \min (A_4^{(1)} \cdot A_4^{(2)}) = A_{44} - \Delta A_{44} \qquad (3.33)$$

Zur Diskussion einer Richtungskorrelationsmessung an einer Kaskade $\gamma^{(1)} - \gamma^{(2)}$ trägt man für jede in Frage kommende Drehimpulskombination J_i, J, J_f die beiden charakteristischen Ellipsen (3.28) bzw. die beiden Geraden (3.29) zusammen mit den experimentell bestimmten Hyperbeln (3.32) (3.33) in einem gemeinsamen Diagramm so auf, daß die jeweils vergleichbaren Achsen der drei Koordinatensysteme mit übereinstimmender Skalenteilung parallel verlaufen (vgl. Fig. 12 - 17).

In diesem Diagramm können korrespondierende Werte der Parameter $A_2^{(1)}$, $Q^{(1)}$, $A_2^{(2)}$, $Q^{(2)}$, A_{22} (bzw. $A_4^{(1)}$, $Q^{(1)}$, $A_4^{(2)}$, $Q^{(2)}$, A_{44}) in sehr einfacher Weise ermittelt werden: alle, mit einem Meßwert A_{22} (A_{44}) verträglichen Wertekombinationen zwischen $A_2^{(1)}(Q^{(1)})$ und $A_2^{(2)}(Q^{(2)})$ (bzw. $A_4^{(1)}(Q^{(1)})$ und $A_4^{(2)}(Q^{(2)})$) sind dadurch gekennzeichnet, daß die Schnittpunkte der Projektionsgeraden von $A_2^{(1)}$ $(Q^{(1)})$ (bzw. $A_4^{(1)}(Q^{(1)})$) auf die Koordinatenachse $A_2^{(1)}$ (bzw. $A_4^{(1)}$) mit den Projektionsgeraden von $A_2^{(2)}$ $(Q^{(2)})$ (bzw. $A_4^{(2)}(Q^{(2)})$) auf die Achse $A_2^{(2)}$ (bzw. $A_4^{(2)}$) innerhalb der von A_{22} (bzw. A_{44}) aufgespannten Hyperbelschar liegen müssen.

Durch diese Bedingung wird jedem Wert von $A_2^{(1)}$ $(Q^{(1)})$ (bzw. $A_4^{(1)}$ $(Q^{(1)})$) ein Wertebereich von $A_2^{(2)}(Q^{(2)})$ (bzw. $A_4^{(2)}(Q^{(2)})$) zugeordnet, dessen Breite vom Betrag des Meßfehlers ΔA_{22} (bzw. ΔA_{44}) abhängt, das gleiche gilt in umgekehrter Richtung.

Zu jedem Wert von $A_2^{(i)}$ gehören im allgemeinen zwei Werte von $Q^{(i)}$, ebenso gehören zu jedem Wert von $Q^{(i)}$ zwei Werte von $A_2^{(i)}$, entsprechend den beiden Wertebereichen des Mischungsverhältnisses $\delta > 0$ und $\delta < 0$ (vgl. Gl. 3.10, 3.11). Für $Q^{(i)} = 0$ (reiner Übergang der Multipolordnung L - hier: M1) und $Q^{(i)} = 1$ (reiner Übergang der Ordnung L + 1 - hier: E2) existiert von der betreffenden Ellipse (3.20) oder (3.21) nur ein Punkt $A_2^{(i)}$ (1) bzw. $A_2^{(i)}$ (0) (vgl. z.B. Fig. 12).

4. Die Meßapparatur

4.1. Blockschaltbild

Fig. 3 zeigt ein Blockschaltbild der für die beschriebenen Messungen aufgebauten Meßanordnung.

4.1.1. Detektoranordnung

Als Detektoren QE1, QE2 wurden NaJ(Tl)-Detektoren verwendet, die genaue geometrische Anordnung der Detektoren und der γ-Quelle ist aus Fig. 4 zu ersehen.

Die unsymmetrische Auswahl der Kristallgrößen stellt einen Kompromiß dar zwischen dem Wunsch nach möglichst hohem Totalabsorptions-Ansprechvermögen (insbesondere im Bereich der 832 keV-Strahlung des Cs^{131}) einerseits und möglichst kleiner Koinzidenzauflösungszeit andererseits:

Große NaJ(Tl)-Kristalle in Verbindung mit Bleiblenden zur Reduktion der Compton-Streuung in den Randzonen verbessern das Verhältnis Totalabsorption/Comptonstreuung für höhere Energien wesentlich zugunsten der Totalabsorption; sie erfordern aber Photovervielfacher mit großer aktiver Photokathodenfläche, deren Zeitauflösung aus verschiedenen Gründen (größere Laufzeitstreuung, geringere Dynodenzahl) schlechter ist, als bei Vervielfachern mit mittlerer oder kleiner Kathodenfläche.

Der Gewinn an Ansprechvermögen muß daher in der Regel mit einem Verlust an Koinzidenzauflösung erkauft werden. Bei Verwendung einer unsymmetrischen Detektoranordnung (1 großer, 1 mittlerer Kristall) bleibt dieser Verlust in tragbaren Grenzen, andererseits ist die Forderung nach hohem Totalabsorptions-Ansprechvermögen wenigstens für alle diejenigen Kaskadenzerfälle erfüllt, bei denen das höherenergetische γ-Quant in den großvolumigen Kristall fällt (unsymmetriches zweidimensionales Koinzidenzspektrum).

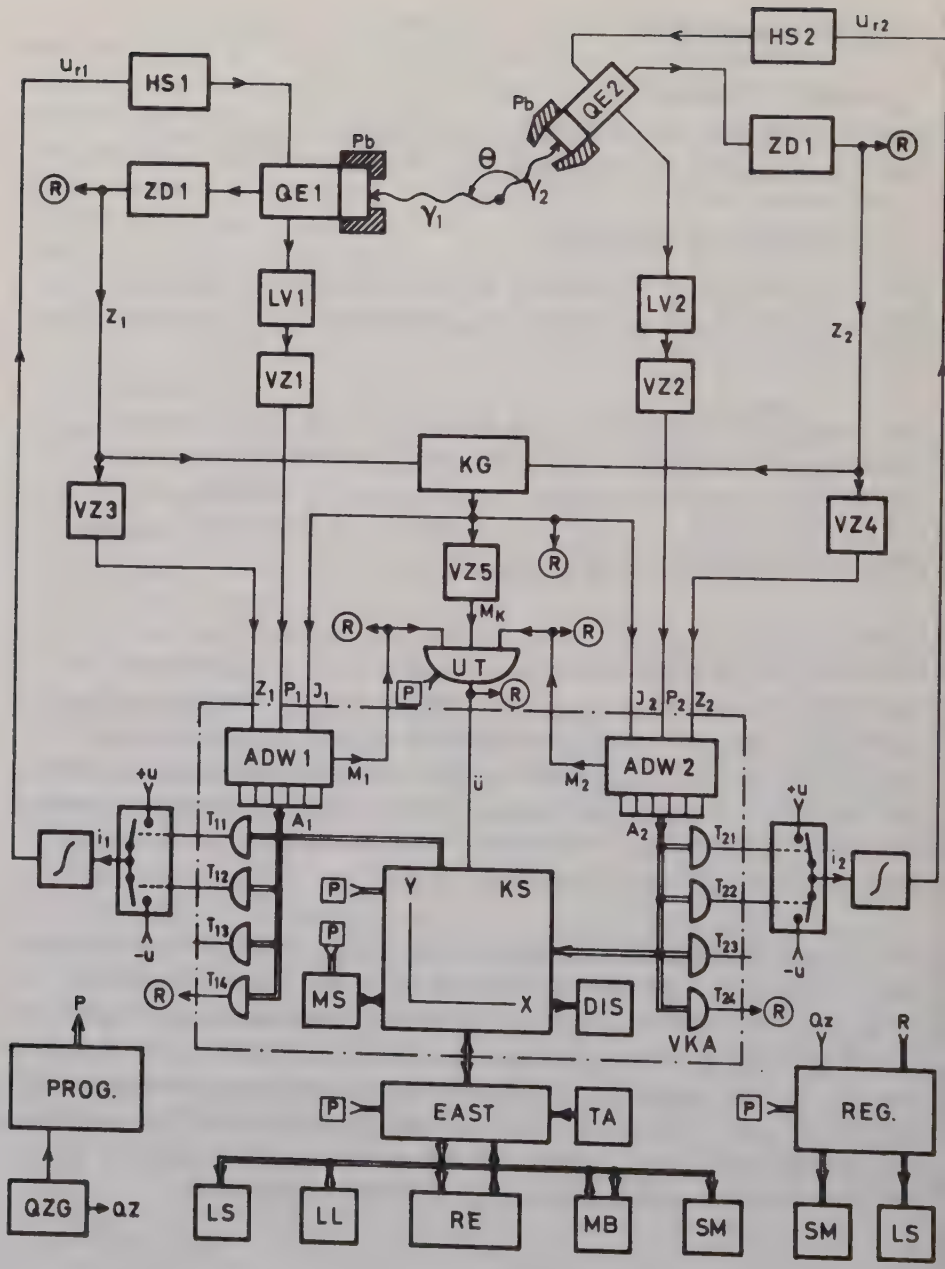


Fig.3: Blockschaltbild der Meßapparatur

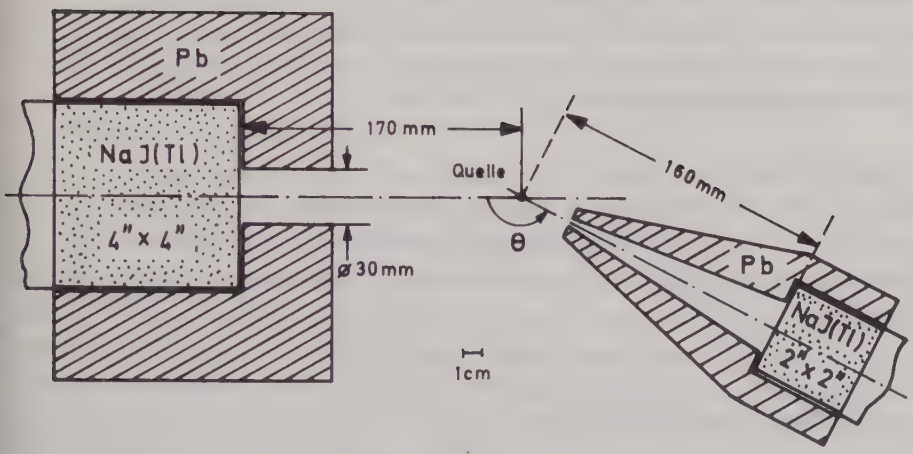


Fig. 4: Geometrie der Detektoranordnung

Der Bildung der energieproportionalen Signale P_1, P_2 ("Proportionalsignale") erfolgt über ladungsempfindliche Verstärker LV_1, LV_2, daneben werden die Anodenimpulse der Photomultiplier den nach dem "leading edge"-Prinzip arbeitenden Diskriminatoren ZD_1, ZD_2 zur Erzeugung von Zeitmarken Z_1, Z_2 für den Zeitpunkt des Einfalls der Quanten γ_1, γ_2 in die Detektoren QE1, QE2 zugeführt.

4.1.2. Vielkanalanalysator

Das Kernstück der Apparatur bildet ein von der Firma Telefunken in den Jahren 1961 - 1967 als Sonderanfertigung nach den Überlegungen von B.A. Brandt, U. Cappeller und des Verfassers gebauter zweiparametriger Vielkanalanalysator VKA. Er enthält zwei nach dem Intervallschachtelungsprinzip arbeitende Analog-Digitalwandler ADW1, ADW2 (Auflösung: 8 bit $\hat{=}$ 256 Kanäle, feste Totzeit: 10µs), dazu alle logischen Elemente (T_{11}.... T_{24}) zur digitalen Ausblendung von je 4 unabhängig einstellbaren Adresskanälen für eine digitale

Stabilisierung (vgl. 4.3.1.). Sein Kernspeicher KS umfaßt 16.384 Speicherplätze (Speicherkapazität je 10^5 Ereignisse); die weitgehend vorwählbare Speicherkonfiguration war für die vorliegende Messung auf 128 x 128 eingestellt; demgemäß wurden jeweils nur 7 der von den ADW1 und ADW2 gelieferten 8 bit zum Speicher durchgeschaltet.

Neben dem Kernspeicher enthält der VKA noch einen Magnetbandspeicher MS für die Aufnahme größerer Datenmengen; während der Messung wurde der Inhalt des Kernspeichers nach jeder Winkelstellung zur Datensicherung in diesen Magnetbandspeicher überschrieben.

4.1.3. Daten-Ein- und Ausgabe

Die in dem Magnetbandspeicher MS beschriebenen Magnetbänder waren mit gebräuchlichen Standard-Formaten nicht kompatibel, daher mußte bei der Auswertung der Messungen der gesamte Datenverkehr mit den benutzten Rechnern (CII 90-40 im Institut, Telefunken TR4 in der zentralen Rechenanlage der Universität) über Lochstreifen abgewickelt werden. Dieses Verfahren erwies sich in Anbetracht der großen anfallenden Datenmengen bei den relativ langsamen Arbeitsgeschwindigkeiten (50 Zeichen/s $\hat{=}$ 8 Speicherwerte/s) der ursprünlichen Ein- und Ausgabegeräte des Analysators im Laufe der Messungen als sehr umständlich; insbesondere da die beiden Rechner unterschiedliche Anforderungen an die Codierung der Lochstreifen stellten. Zur Überwindung dieser Schwierigkeiten wurde für den Analysator eine zusätzliche Ein-Ausgabesteuerung EAST mit folgenden Möglichkeiten neu entwickelt:

1) Lochstreifenausgabe mit 120 Zeichen/s (LS).
2) Lochstreifeneingabe über optischen Leser mit 300 Zeichen/s (LL).
3) Freie Code-Wahl bei Lochstreifen-Ein- und -Ausgabe.
4) Ein- und Ausgabe auf IBM-kompatiblem Magnetbandgerät (PI-1207 RW) mit ca. 20 000 Zeichen/s (MB); dazu Einrichtungen zum Aufsuchen und Identifizieren beliebiger Stellen auf dem beschriebenen Magnetband.

5) Direkter Datenverkehr über Kabelverbindung zwischen dem Analysator und dem institutseigenen Rechner CII C 90-40 (RE).

6) Ausgabe auf Kugelkopf-Schreibmaschine IBM-73 (SM)

7) Handtastatur (TA) und Eingang (Eex) für externe Dateneingabe auf Lochstreifen und Magnetband zur Kennzeichnung der aufgeschriebenen Datenblöcke.

4.1.4. Kontrolleinrichtungen (Registrieranlage)

Zur Überwachung und Registrierung wichtiger Impulsraten (in Fig. 3 durch R gekennzeichnet) und Zeiten (Gesamt-Meßzeit, Meßintervalle für die Koinzidenz- und Einzelspektren) dient eine digitale Registrieranlage (REG). Sie besteht aus 11 elektronischen Zählern und einem Ausgabegerät, mit dessen Hilfe die Inhalte der Zähler zusammen mit der jeweiligen Uhrzeit wahlweise auf Lochstreifen (LS) oder/und Schreibmaschine (SM) ausgelesen werden können. Als Zeitbasis für die registrierten Meßzeiten und die elektronische Uhr werden die Ausgangsimpulse Qz eines Quarz-Zeitgebers QZG benutzt.

4.1.5. Programmsteuerung

Die Programmsteuerung PROG (vgl. Kap. 4.3.3.) ermöglicht die automatische Durchführung beliebiger Experimente (Richtungskorrelationsmessungen, Testmessungen etc.) im Rahmen der vorgegebenen Meßgerätekonfiguration. Mit ihrer Hilfe können alle wesentlichen Parameter innerhalb der Apparatur (mit Ausnahme der Einstellung des Winkels Θ zwischen den Detektoren QE1, QE2) auf elektronischem Wege beeinflußt werden; die beteiligten Meßgeräte erhielten dazu spezielle Steuereingänge P . Der zeitliche Ablauf des jeweiligen Meßprogrammes wird durch den schon erwähnten Quarz-Zeitgeber QZG bestimmt.

4.2. Funktionsbeschreibung

Die beschriebene Richtungskorrelationsmeßanlage entspricht in ihrem Funktionsprinzip einer konventionellen "Fast-Slow"-Anordnung [1d].

Zur Anpassung an die speziellen Erfordernisse der Richtungskorrelationsmessungen enthält die Anlage verschiedene Sondereinrichtungen, die in Kap. 4.3. ausführlich beschrieben werden. Einige wichtige Funktionsabläufe innerhalb der "Fast-Slow"-Anordnung, die zu diesen Sondereinrichtungen in enger Beziehung stehen, sollen im folgenden näher betrachtet werden.

Die beiden Strahlungsdetektoren QE1 und QE2 (Fig. 3) liefern über die Linearverstärker LV1, LV2 und die Verzögerungsglieder VZ1, VZ2 an die Analogeingänge der Analog-Digitalwandler ADW1, ADW2 zwei statistische Impulsfolgen P_{1i}, P_{2i}, deren Amplitudenverteilungen in charakteristischer Weise mit den Energiespektren der in den Detektoren registrierten γ-Strahlungen verknüpft sind.

Mit Hilfe der "zeitbestimmenden Diskriminatoren" ZD1, ZD2 wird jedem Impuls P_1 bzw. P_2 eine Zeitmarke Z_1 bzw. Z_2 zugeordnet, die den Zeitpunkt, zu dem das betreffende γ-Quant im Detektor registriert wurde, markiert. Diese Zeitmarken lösen über die Verzögerungsglieder VZ3, VZ4 die Amplitudenanalyse in den Analog-Digitalwandlern ADW1, ADW2 aus, sobald die zugehörigen Analogsignale ihr Amplitudenmaximum erreicht haben, außerdem werden sie einem Koinzidenzgerät KG zugeführt. Die Analog-Digitalwandler ADW1, ADW2 messen die Amplitude eines jeden[1)] einlaufenden Analogsignales P_1, P_2 und liefern jeweils nach Beendigung eines Meßvorganges an ihren Ausgängen neben dem digitalisierten Amplitudenwert A_1 bzw. A_2 eine Zeitmarke M_1 bzw. M_2, die das Ende der Analyse kennzeichnet.

Das Koinzidenzgerät soll im Prinzip immer dann ein Ausgangssignal M_K liefern, wenn gleichzeitig in beiden Detektoren QE1 und QE2 je ein γ-Quant registriert worden ist. Die Bestimmung der Gleichzeitigkeit zweier Registrierereignisse mit Hilfe der Zeitmarken Z_1 und Z_2 stößt allerdings in der Praxis auf Schwierigkeiten: die Signale Z_1, Z_2 werden aus den Anodenimpulsen der Detektor-Photomultiplier

---

1) Dabei gilt folgende Einschränkung: P-Signale, deren Amplitude die "untere Schwelle" US der AD-Wandler nicht überschreitet oder durch Aufstockung auf vorhergehende Signale verfälscht ist, werden von der Messung ausgeschlossen (vgl. Kap. 4.3.2.).

nach dem "leading edge"-Verfahren [2] abgeleitet, ihr zeitlicher Abstand zu den, sie auslösenden Ereignissen ist daher abhängig von der Energie der registrierten γ-Quanten, derart, daß größere Energien kleinere Abstände ergeben ("walk").

Die Zeitmarken Z_1, Z_2 gleichzeitig einfallender γ-Quanten verschiedener Energie liegen demnach innerhalb eines endlichen Zeitintervalls Δt, dessen Breite im wesentlichen von der größten vorkommenden Energiedifferenz abhängt. Sollen, wie bei der vorliegenden Messung, alle koinzidenten γ-Quanten innerhalb eines vorgegebenen Energiebereiches ΔE ohne "Koinzidenzverluste" erfaßt werden, so muß die "Koinzidenzauflösungszeit" τ_K des Koinzidenzgerätes KG dem zugehörigen Unschärfeintervall $\Delta t = f(\Delta E)$ angepaßt werden (vgl. auch Kap. 5.2.).

Jedes Koinzidenzereignis, das in beiden Analog-Digitalwandlern ADW1, ADW2 zu einer Analyse geführt hat, ist in der beschriebenen Schaltung durch das gemeinsame Auftreten der Signale M_1, M_2 und M_K gekennzeichnet; ihre konjunktive Verknüpfung über ein UND-Tor UT wird daher als Kriterium für die Einspeicherung der zugehörigen Amplitudeninformationen A_1, A_2 in den Kernspeicher KS benutzt. Damit die UND-Bedingung erfüllt werden kann, müssen die drei Signale jeweils für eine kurze Zeit gleichzeitig an den Eingängen von UT anliegen. Diese Forderung ist auch bei einem Koinzidenzereignis mit exakt gleichzeitigen Zeitmarken Z_1, Z_2 nicht ohne weiteres erfüllt: aus technischen Gründen sind die zeitlichen Abstände τ_1, τ_2, τ_M der Signale M_1, M_2, M_K zu den sie auslösenden Zeitmarken Z_1, Z_2 verschieden, außerdem sind sie mit einer gewissen zeitlichen Unschärfe ("Time jitter", Temperaturgang etc.) $\Delta\tau_1$, $\Delta\tau_2$, $\Delta\tau_M$ behaftet.

Fig. 5 zeigt ein Zeitdiagramm dieser Signale mit Z_1 als Bezugspunkt t_o; die Unsicherheitsbereiche $\Delta\tau_i$ sind schraffiert dargestellt. Wegen der endlichen Koinzidenzauflösungszeit τ_K wird allen Zeitmarken Z_2 im Bereich $t_o - \tau_K \leq t_{Z2} \leq t_o + \tau_K$ ein "Koinzidenzsignal" M_K zugeordnet; da dieses jeweils von derjenigen Zeitmarke eines Koinzidenzpaares Z_1, Z_2 ausgelöst wird, die zuletzt am Eingang des Koinzidenzgerätes KG eintrifft, liegen die M_K im Bereich $t_o \leq t_{MK} \leq t_o + \tau_K$.

Für M_1 und M_2 entnimmt man Fig. 5 die folgenden Relationen:

$$t_o + \tau_1 - \Delta\tau_1 \leq t_{M1} \leq t_o + \tau_1 + \Delta\tau_1 \qquad (4.1.)$$

$$t_o - \tau_K + \tau_2 - \Delta\tau_2 \leq t_{M2} \leq t_o + \tau_K + \tau_2 + \Delta\tau_2 \qquad (4.2.)$$

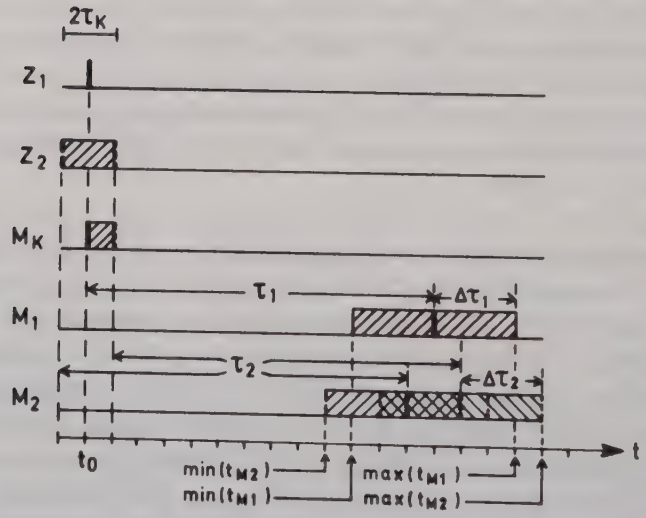


Fig. 5: Schematische Darstellung der zeitlichen Korrelation zwischen den Zeitmarken Z_1, Z_2, M_1, M_2 und M_K.

Setzt man voraus, daß $\tau_1=\tau_2=\tau$ und $\Delta\tau_1=\Delta\tau_2=\Delta\tau$ so kann demnach im ungünstigsten Fall zwischen M_1 und M_2 ein Zeitunterschied:

$$\Delta\tau_{M1M2} = t_{M2\,max} - t_{M1\,min} = t_{M1\,max} - t_{M2\,min}$$
$$= \tau_K + 2\,\Delta\tau \qquad (4.3.)$$

auftreten.

Damit auch in diesem Fall die UND-Bedingung an UT noch erfüllt werden kann, muß die Länge T_M der Signale so gewählt werden, daß:

$$T_{M1}=T_{M2}=T_M > \tau_K+2\cdot\Delta\tau \qquad (4.4.)$$

außerdem muß natürlich M_K (dessen Länge T_K möglichst kurz sein sollte - in praxi: $T_K \approx \tau_K$) durch ein Verzögerungsglied VZ 5 hinreichend verzögert werden. Optimale Überlappung zwischen M_K und M_1, M_2 erhält man mit der Verzögerungszeit:

$$\tau_{VZ} = \tau + \Delta\tau - \frac{T_K}{2} \qquad (4.5.)$$

Für die beschriebene Meßanordnung gelten folgende Zahlenwerte:

$$\tau_K = 41 \text{ ns} \qquad (4.6.)$$

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau = 11 \text{ µs} \qquad (4.7.)$$

$$\Delta\tau \leq 0{,}45\text{µs} \qquad (4.8.)$$

Die relativ große Zeitunschärfe $\Delta\tau$ der Signale M_1, M_2 erklärt sich aus der Art ihrer Bildung in der Ablaufsteuerung der AD-Wandler (vgl. Fig. 7): sie werden dort aus den Zeitmarken Z_1, Z_2 über eine 11-gliedrige Laufzeitkette abgeleitet, in die zur Signalformung und -regeneration insgesamt 15 aktive Impulsformer (Sperrschwinger) eingeschaltet sind. Durch die Reihenschaltung der Impulsformer addieren sich die Einflüsse von Kenngrößenschwankungen (Triggerschwelle, Anstiegszeit) der einzelnen Stufen auf die Laufzeit der Kette; im ungünstigsten Fall ("worst case condition") ist daher die Schwankung der Gesamt-Laufzeit gegeben durch die Summe aller maximal möglichen Einzelschwankungen.

4.3. Sondereinrichtungen

4.3.1. Die Peaklagenstabilisierung

Energieselektive Langzeitmessungen an komplexen Zerfallsspektren stellen hohe Anforderungen an die Stabilität der verwendeten Meßanordnung. Ändert sich insbesondere im Laufe einer Messung die Zuordnung der energieproportionalen Signale P_1, P_2 (vgl. 4.2.)

zum eingestrahlten γ-Spektrum, so kommt es im registrierten Impulshöhenspektrum zu Strukturverschiebungen, welche die Auswertung wesentlich erschweren oder gar unmöglich machen können. Als Ursache für derartige Instabilitäten in der Energiezuordnung müssen vor allem drei Effekte in Betracht gezogen werden:

1) Verstärkungsschwankungen in den Photovervielfachern,

2) Verstärkungsschwankungen in den Linearverstärkern,

3) Linearitäts- und Nullinienschwankungen in den Analog-Digitalwandlern.

Während die Stabilität der Verstärker und Analog-Digitalwandler durch konsequente Ausnutzung der Halbleitertechnik so weit verbessert werden konnte, daß die Effekte 2) und 3) bei den mit NaJ(Tl)-Detektoren erzielbaren, vergleichsweise geringen Energieauflösungen keine Rolle mehr spielen, beeinträchtigen die unvermeidlichen Schwankungserscheinungen [2] in den Photovervielfachern die Meßgenauigkeit erheblich, sofern sie nicht durch äußere Stabilisierungsmaßnahmen kompensiert werden.

Zur Stabilisierung von Vielkanal-Meßanordnungen mit Analog-Digitalwandlern eignet sich besonders ein Stabilisierungsverfahren, das erstmals in einer Arbeit von de Waard [41] vorgeschlagen wurde. Dieses Verfahren benutzt als Referenz einen möglichst starken Peak innerhalb des auszumessenden γ-Spektrums und arbeitet nach folgendem Prinzip:

In dem zu stabilisierenden Meßkanal (vgl. Fig. 3: QE1, LV1, VZ1, ADW1, HS1 - für QE2 etc. gilt entsprechendes) werden durch geeignete Torschaltungen T11, T12 am Digital-Ausgang des Analog-Digitalwandlers ADW1 zwei gleichgroße Kanalgruppen ("Fenster") aus den beiden Flanken des ausgewählten Referenz-Peaks digital ausgeblendet - derart, daß am Ausgang einer Torschaltung immer dann ein Impuls auftritt, wenn die Amplitude eines in ADW1 analysierten Signals P_1 in den Bereich des betreffenden"Fensters" gefallen ist. Die Ausgangsimpulse der Torschaltungen T11, T12 triggern zwei elektronische Schalter S11, S12 mit genau gleicher Einschaltdauer τ und schalten damit Spannungsimpulse $[u \cdot \tau]$,$[-u \cdot \tau]$ mit gleicher

Größe u aber entgegengesetztem Vorzeichen auf den Eingang eines Integrators $\int$, dessen Ausgangsspannung u_{r1} über das Hochspannungsgerät HS 1 die Hochspannungsversorgung und damit die Verstärkung des Photoelektronenvervielfachers im Detektor QE1 beeinflußt.

Für den, über die Schalter S11, S12 zum Eingang des Integrators fließenden Strom i_1 gilt die Beziehung:

$$i_1 = \frac{+u}{R} \cdot \tau \cdot r_1 + \frac{-u}{R} \cdot \tau \cdot r_2 = \frac{u \cdot \tau}{R} \cdot (r_1 - r_2) \qquad (4.21)$$

r_1, r_2 = Impulsraten an den Ausgängen von T11, T12

R = Eingangswiderstand des Integrators

Die Ausgangsspannung u_r des Integrators ist dann:

$$u_r = \frac{1}{C} \int i_1 \, dt = \frac{u \cdot \tau}{RC} \int (r_1 - r_2) dt \qquad (4.22)$$

Vor Beginn einer Messung wird die Stabilisierungsanordnung so eingestellt, daß die beiden "Fenster" symmetrisch zum Schwerpunkt des Referenzpeaks liegen, in diesem Falle gilt (Symmetrie des Peaks vorausgesetzt):

$$\bar{r}_1 = \bar{r}_2 \quad \text{d.h. } \bar{r}_1 - \bar{r}_2 = 0 \qquad (4.23)$$

($\bar{r}_1$, $\bar{r}_2$ = mittlere Impulsraten an den Ausgängen von T11, T12)
und damit

$$\bar{i}_1 = 0 \text{ (Ruhelage des Stabilisierungssystems)}$$

Verschiebt sich im Laufe der Messung der Peakschwerpunkt, so wird je nach Richtung der Verschiebung entweder $\bar{r}_1 > \bar{r}_2$ oder $\bar{r}_1 < \bar{r}_2$ und damit $\bar{i}_1 > 0$ oder $\bar{i}_1 < 0$. In einem solchen Falle wächst die Ausgangsspannung u_r des Integrators (Gl. 4.22) solange in positiver oder negativer Richtung an, bis über die damit verbundene Verstärkungsänderung des Photomultipliers in QE1 der Peak wieder in seine Ruhelage ($\bar{i}_1 = 0$) zurückgebracht ist.

Die Integration dieses, an sich bekannten und gebräuchlichen Stabilisierungsverfahrens (quantitative Betrachtungen finden sich z.B. bei [41] [42]) in die spezielle Konfiguration der Zweiparameter-Richtungskorrelationsmeßanlage bringt verschiedene Probleme mit sich:

Das erste Problem ergibt sich aus der Forderung, daß die Anlage auch für Messungen an Präparaten mit - im Vergleich zur erforderlichen Meßzeit - kurzen Lebensdauern geeignet sein sollte; die Ruhelage des Stabilisierungssystems darf demzufolge durch die zerfallsbedingte Abnahme der Impulsraten innerhalb der Anlage (vgl. Kap. 5.3.3.) nicht beeinflußt werden.

Nach Gl. 4.21 ist die Ruhelage des Systems ($\bar{i}_1$=0) nur bestimmt durch die Bedingung $\bar{r}_1 = \bar{r}_2$ und daher unabhängig von der Größe dieser beiden Raten: Gl. 4.21 gilt in dieser Form allerdings nur für den idealen Integrator. In der Praxis enthalten elektronische Integratoren in der Regel Operationsverstärker mit endlichem, temperaturabhängigem Eingangs-Offsetstrom $i_o(T)$, der als zusätzliche Komponente in die Eingangs-Strombilanz eingeht:

$$i_1 = \frac{u_\tau}{R} \cdot (r_1 - r_2) \pm i_o(T) \qquad (4.24)$$

Für die Ruhelage ($\bar{i}_1$=0) gilt dann anstelle von Gl. 4.23 die Beziehung

$$\bar{r}_1 - \bar{r}_2 = \pm \frac{R}{u_\tau} \cdot i_o(T) \qquad (4.25)$$

d.h. zur Kompensation des Offsetstromes muß eine endliche Impulsratendifferenz $\Delta r = \bar{r}_1 - \bar{r}_2 = f(i_o)$ aufrechterhalten werden. Das System wird die Verstärkung des Photomultipliers demzufolge so einstellen, daß der Schwerpunkt des Referenzpeaks um einen entsprechenden Betrag ΔU gegen die ursprünglich eingestellte Mittellage U_o zwischen den beiden "Fenstern" verschoben liegt; die Richtung der Verschiebung ΔU ist durch das Vorzeichen des Offsetstromes i_o festgelegt.

Für den Zusammenhang zwischen Δr und ΔU gilt nach [42] näherungsweise:

$$r_1 - r_2 = 2r_o \cdot \ln 2 \frac{U_o}{h} \cdot \frac{\Delta U}{U} \qquad (4.26)$$

r_o = Impulsrate im Maximum des Peaks

$2h$ = Halbwertsbreite des Peaks

$\frac{\Delta U}{U}$ = relative Peakverschiebung

mit (4.25) ergibt dies:

$$\frac{\Delta U}{U} = \pm \frac{R}{u \cdot \tau} \cdot \frac{h}{2 \cdot \ln 2 \cdot U_o \cdot r_o} i_o(T) \qquad (4.27)$$

Ändert sich nun die Rate r_o z.B. durch den natürlichen Zerfall des Präparates:

$$r_o = r_o e^{-\lambda t}$$

λ= Zerfallskonstante

so folgt aus (4.27):

$$\frac{\Delta U}{U} = \pm \frac{R}{u \cdot \tau} \cdot \frac{h \cdot i_o(T)}{2 \ln 2 \cdot U_o} \cdot \frac{e^{\lambda t}}{r_o} \qquad (4.28)$$

Das Stabilisierungssystem wird demnach unter dem Einfluß des Offsetstromes $i_o(T)$ den Referenzpeak und damit das gesamte Spektrum mit abnehmender Quellstärke immer weiter aus seiner ursprünglich eingestellten Ruhelage "herausregeln".

Zur Beseitigung dieses, für die Messung außerordentlich störenden Effektes muß der Offsetstrom $i_o(T)$ am Eingang des Integrators durch einen, von außen zugeführten, gleichgroßen Strom mit entgegengesetztem Vorzeichen sorgfältig kompensiert werden. Die Temperaturabhängigkeit von $i_o(T)$ konnte dabei in einem begrenzten Arbeitstemperaturbereich durch den Einbau geeigneter temperaturabhängiger Widerstände (NTC, PTC) in das verwendete Kompensationsnetzwerk ausgeglichen werden.

Zwei weitere Probleme resultierten aus der Forderung, daß das Stabilisierungssystem möglichst schnell arbeiten sollte, damit die

Einflüsse relativ kurzperiodischer ($T \approx 10$ min) Temperaturschwankungen im Meßraum, die von einer Kühlanlage mit Zweipunktregelung verursacht wurden, weitgehend ausgeregelt werden konnten. Die Einstellgeschwindigkeit $\frac{du_r}{dt}$ des beschriebenen Stabilisierungssystems für eine bestimmte relative Verschiebung $\frac{\Delta U}{U}$ des Referenzpeaks ist nach (4.22) und (4.26) gegeben durch

$$\frac{du_r}{dt} = 4 \cdot \ln 2 \cdot \frac{U_o}{2h} \cdot \frac{u \cdot \tau}{R \cdot C} r_o \cdot \frac{\Delta U}{U} \qquad (4.29)$$

Sie kann demnach durch drei Maßnahmen vergrößert werden:

1.) Auswahl eines Referenzpeaks mit möglichst kleiner relativer Halbwertsbreite $\frac{2h}{U_o}$.

2.) Vergrößerung des Faktors $\frac{u \cdot \tau}{R \cdot C}$.
Die Größe dieses Faktors ist nach (4.22) ein Maß für die Amplitude derjenigen Ausgangsspannungsänderung Δu_r , die durch einen einzelnen Spannungsimpuls $u \cdot \tau$ am Eingang des Integrators hervorgerufen wird, sie bestimmt daher auch die Größenordnung der statistischen Schwankung, die der Ausgangsspannung u_r durch die zeitliche Statistik der Impulsraten r_1, r_2 aufgeprägt wird. Schwankungen von u_r führen über die Regelung der Multiplier-Verstärkung zwangsläufig zu Maßstabsschwankungen und damit zu Peakverbreiterungen im registrierten Impulshöhenspektrum. Sie müssen deshalb nach Möglichkeit so klein gehalten werden, daß ihr Einfluß das Spektrum nicht merkbar verfälscht, dies setzt eine obere Schranke für den zulässigen Wertebereich von $\frac{u \cdot \tau}{R \cdot C}$.

3.) Vergrößerung der Impulsrate r_o (und damit der Raten r_1, r_2); d.h. Erhöhung der Rate der im Analog-Digitalwandler ADW1 analysierten Ereignisse (im folgenden kurz "Wandlerrate" genannt).

Betreibt man die AD-Wandler der Richtungskorrelationsmeßanlage in der für solche Koinzidenzanordnungen üblichen Weise (Auslösung des Analysiervorganges erfolgt jeweils durch das Ausgangssignal M_K des Koinzidenzgerätes KG), so werden nur die auch zur Einspeicherung gelangenden Koinzidenzereignisse analysiert. Die Wandlerraten bei

Richtungskorrelationsmessungen sind dementsprechend auch bei den maximal zulässigen Nachweisraten in den Detektoren relativ klein ($< 10^3 \cdot s^{-1}$). Sie können um 2-3 Größenordnungen vergrößert werden, wenn die Anordnung so modifiziert wird, daß für alle, von den Detektoren QE1, QE2 gelieferten Signale P_1, P_2 in den zugehörigen AD-Wandlern eine Analyse ausgelöst wird.

Die Auswahl der einzuspeichernden Koinzidenzereignisse muß dann durch eine geeignete Torschaltung (UT) am Übernahme-Eingang des Kernspeichers erfolgen. Diese Schaltungsanordnung erscheint im Hinblick auf die Realisierung einer schnellen Stabilisierung zunächst optimal, bei näherer Betrachtung zeigt sie jedoch zwei wesentliche Nachteile:

Der erste Nachteil ist unmittelbar evident: die AD-Wandler benötigen für die Analyse eines Impulses eine bestimmte Zeit (hier: 11µs); während dieser Zeit ("Totzeit") nachfolgende Impulse finden den Eingang des AD-Wandlers gesperrt und werden daher von der Analyse ausgeschlossen ("Totzeitverluste"). Erhöht man nun die "Wandlerrate", so erhöht sich in gleichem Maße der Anteil der Totzeit an der gesamten Meßzeit ("relative Totzeit"), d.h. die Totzeitverluste steigen an. Der Anstieg der Totzeitverluste wirkt sich insbesondere voll auf die, für die Richtungskorrelation maßgeblichen Koinzidenzereignisse aus, deren Rate ja durch die Schaltungsänderung nicht vergrößert worden ist. Da jetzt ein größerer Teil dieser Ereignisse für die Einspeicherung verloren geht , muß die Meßzeit entsprechend verlängert werden.

Mit den Daten der vorliegenden Messung ergeben sich etwa die folgenden Werte:

1.) Wandlerrate bei üblicher Koinzidenzschaltung: $200 \cdot s^{-1}$
    Relative Totzeit: 0,2 %
2.) Wandlerrate bei modifizierter Koinzidenzschaltung: $3 \cdot 10^4 \cdot s^{-1}$
    Relative Totzeit: 30 %

Die Erhöhung der Wandlerrate zieht demnach eine beträchtliche Verlängerung der Meßzeit nach sich (im vorliegenden Fall würde die gesamte Meßzeit von 45d auf 60d anwachsen), sofern es nicht gelingt,

die Totzeitverluste bei den Koinzidenzereignissen entscheidend zu verringern (vgl. Kap. 4.3.2.).

Der zweite Nachteil der modifizierten Koinzidenzschaltung, dessen Auswirkungen auf die RK-Messungen wesentlich unangenehmer sind, ist nicht ohne weiteres erkennbar und konnte erst nach sorgfältiger Analyse einer Reihe von Testmessungen entdeckt und identifiziert werden.

Anlaß zu diesen Testmessungen gaben immer wieder auftretende Unstimmigkeiten bei der Auswertung von gemessenen zweidimensionalen Koinzidenzspektren; speziell bei deren Zerlegung in echte und zufällige Anteile. Wegen der endlichen Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb der Auflösungszeit τ des Koinzidenzgerätes KG (vgl. 4.2.) zwei oder mehr angeregte Kerne zerfallen und je ein γ-Quant in die beiden Detektoren QE1 und QE2 emittieren, ist bekanntlich jedes Koinzidenzspektrum aus zwei Anteilen zusammengesetzt: dem "echten" Koinzidenzspektrum, herrührend von solchen Koinzidenzereignissen, bei denen beide registrierten γ-Quanten ein und demselben Kaskadenzerfall entstammen, und einem "zufälligen" Untergrundspektrum, dadurch verursacht, daß zwei γ-Quanten von verschiedenen Zerfallsereignissen "rein zufällig" innerhalb der Koinzidenzauflösungszeit τ in den beiden Detektoren QE1 und QE2 eintreffen. Dieses "zufällige Koinzidenzspektrum" läßt sich messen, indem die zeitliche Korrelation der Zeitmarken Z_1 und Z_2 durch Einschalten einer hinreichend langen Verzögerungsleistung in einem der zwei Eingangskanäle des Koinzidenzgerätes KG aufgehoben wird - es kann außerdem aus den "Einzelspektren" der beiden Detektoren QE1, QE2 in Verbindung mit dem zweiparametrigen Koinzidenzspektrum berechnet werden [43]. Subtrahiert man das auf einem der beiden Wege gewonnene zufällige Koinzidenzspektrum von dem gemessenen zweiparametrigen Gesamt-Koinzidenzspektrum, so ist zu erwarten, daß die Differenz im Rahmen der statistischen Genauigkeit exakt mit dem echten Koinzidenzspektrum übereinstimmt.

Die Auswertung der ersten, sorgfältig durchgeführten Messungen ergab demgegenüber in allen Fällen deutliche Abweichungen von der erwarteten Übereinstimmung. Die Struktur dieser Abweichungen

ließ sich nur dann befriedigend erklären, wenn man annahm, daß einem Teil der echten Koinzidenzereignisse durch irgendeinen Umstand bei der Analyse eine falsche Energie zugeordnet wurde. In der Tat konnte nach eingehenden systematischen Untersuchungen diese Hypothese bestätigt werden. Als Ursache für die fehlerhafte Energiezuordnung wurde die folgende, prinzipielle Eigenart der verwendeten modifizierten Koinzidenzschaltung ermittelt:

Nach den Betrachtungen in Kap. (4.2.) müssen die Zeitmarken M_1, M_2 an den Eingängen des UND-Tores UT zur Vermeidung von Koinzidenzverlusten eine bestimmte Mindestlänge

$$T_M > \tau_K + 2\,\Delta\tau$$

haben, so daß alle Impulspaare M_1, M_2, deren zeitlicher Abstand $\Delta t_{M1M2} \leq T_M$ ist, einen Einspeicherbefehl ü auslösen, wenn ihnen ein Koinzidenzsignal M_K richtig zugeordnet wird. Wegen der statistischen Verteilung der von der Quelle emittierten γ-Quanten besteht nun aber eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß innerhalb eines Zeitintervalls $\Delta t = T_M$ zwei (oder mehr) γ -Quanten in ein und denselben Detektor einfallen. Dies hat u.a. zur Folge, daß mit einer bestimmten Häufigkeit Koinzidenzereignisse (Z_1Z_2, P_1P_2) registriert werden, denen in einem der beiden Detektoren (z.B. QE2) ein Einzelereignis (Z_2', P_2') im Abstand $\Delta t \leq T_M$ vorausgegangen ist (vgl. Fig. 6). In diesem Fall fällt das, zum Koinzidenzpaar P_1P_2 gehörige Analogsignal P_2 zusammen mit seiner Zeitmarke Z_1 in die, von der Analyse des Signals P_2' herrührenden Totzeit des AD-Wandlers ADW2; es wird daher nicht analysiert.

Obwohl die zugehörige Zeitmarke M_2 dadurch ausfällt, wird über UT ein Einspeicherbefehl ü ausgelöst, da die, von dem analysierten Einzelereignis (Z_2', P_2') herrührende Zeitmarke M_2' wegen ihrer Länge T_M die UND-Bedingung anstelle von M_2 erfüllt. Dem auf diese Weise in den Speicher KS eingespeicherten "Pseudo- Koinzidenzereignis" ist jedoch offensichtlich im zweidimensionalen Koinzidenzspektrum in einer Koordinate eine falsche Energie zugeordnet worden. Bei höheren Nachweisraten in den Detektoren wird durch diesen Effekt ein merklicher Anteil der eingespeicherten Koinzidenzereignisse energetisch verfälscht; Abschätzungen mit den für die Messungen

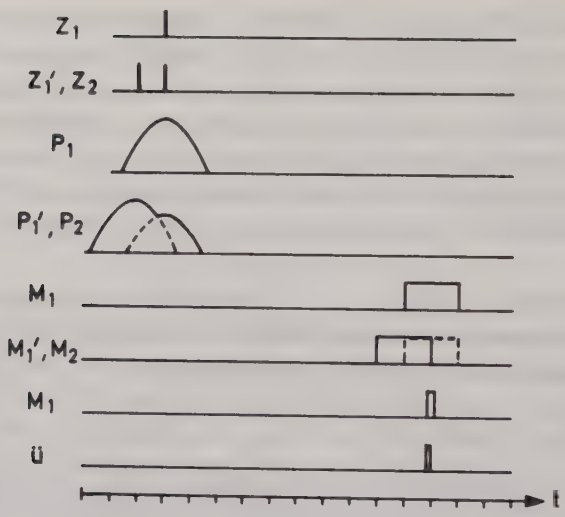


Fig. 6: Impulsdiagramm für ein Koinzidenzereignis mit "Vorimpuls" im Detektor QE2 ("Pseudokoinzidenzereignis").

eingestellten Werten (Nachweisraten: ca. $3 \cdot 10^4 \cdot s^{-1}$, T_M=1µs) ergeben - in Übereinstimmung mit den beobachteten Veränderungen im gemessenen Koinzidenzspektrum - einen Prozentsatz zwischen 1 - 3 %.

Die "Pseudo-Koinzidenzen" beeinflussen den zufälligen Anteil des Koinzidenzspektrums nicht (die gegenseitige Zuordnung der Analogsignale P_1, P_2 bei einem "zufälligen" Koinzidenzpaar folgt rein statistischen Gesetzen, es ändert sich daher an der Gesamtverteilung nichts, wenn ein Signal P_i durch ein Signal P_i' aus der gleichen Folge ersetzt wird), sie führen aber im echten Anteil des Koinzidenzspektrums zu schwer überschaubaren Strukturveränderungen, da durch die falsche Energiezuordnung u.a. "echte" Koinzidenzpaare in Energiebereiche verlagert werden, in denen normalerweise nur "zufällige" Koinzidenzereignisse erwartet werden können. Die daraus resultierende, irreguläre Struktur des Gesamt-Koinzidenzspektrums läßt sich mit den bekannten Methoden (vgl. Kap. 5.3.2.) nicht entfalten und stellt somit die gesamte Auswertung in Frage.

Die beschriebene, modifizierte Koinzidenzschaltung kann deshalb nur dann verwendet werden, wenn es gelingt, die "Pseudokoinzidenzen" und damit den Nachteil der falschen Energiezuordnung für einen Teil der Koinzidenzereignisse zu beseitigen oder wenigstens entscheidend zu verringern (vgl. Kap. 4.3.2.).

4.3.2. Die "Interrupt-"Schaltung

Eine konstruktive Lösung, die sowohl den Nachteil der hohen Koinzidenzverluste als auch den der falschen Energiezuordnung beseitigt, konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch den Einbau einer sogenannten "Interrupt"-Schaltung in die beiden Analog-Digitalwandler ADW1, ADW2 gefunden werden.

Diese Schaltung ermöglicht zu jedem beliebigen Zeitpunkt die Unterbrechung ("Interrupt") einer laufenden Analyse zugunsten eines, von einem Koinzidenzsignal M_K begleiteten Analogsignales P_1 bzw. P_2. Der prinzipielle Aufbau und die Wirkungsweise dieser Schaltung sollen anhand des vereinfachten Blockschaltbildes eines Analog-Digitalwandlers ADW (Fig. 7) erläutert werden. Dazu muß zuvor der normale Funktionsablauf innerhalb des AD-Wandlers bei der Analyse eines P-Signales etwas näher betrachtet werden:

Der Ausgangszustand ("Ruhezustand") des ADW ist dadurch gekennzeichnet, daß sich alle gezeichneten Flip-Flop-Stufen FF1 - FF3 in ihrer O-Stellung befunden; die Tore T_2 - T_4 und LT sind offen, T_1 ist geschlossen. Ein am Eingang P ankommendes Analogsignal gelangt einerseits auf den Schwellendiskriminator US ("Untere Schwelle"), andererseits über das lineare Tor LT und den Impulsverlängerer IV auf den Eingang der "Elektronischen Waage". Sobald die Amplitude des Analogsignales P die Schwelle des Diskriminators US überschreitet, wird durch dessen Ausgangssignal das Tor T_1 geöffnet, so daß der zu P gehörige Zeitmarkenimpuls Z passieren[1)] und

---

1) Der Zeitmarkenimpuls wird außerhalb des ADW durch ein Verzögerungsglied (vgl. Fig. 3, VZ3 bzw. VZ4) soweit verzögert, daß er kurz vor dem Maximum des zugehörigen Analogsignales P am Eingang des ADW eintrifft. Mit Hilfe des einstellbaren Verzögerungsgliedes VZ1 im ADW wird seine zeitliche Lage so abgeglichen, daß er FF1 exakt im Maximum von P triggert.

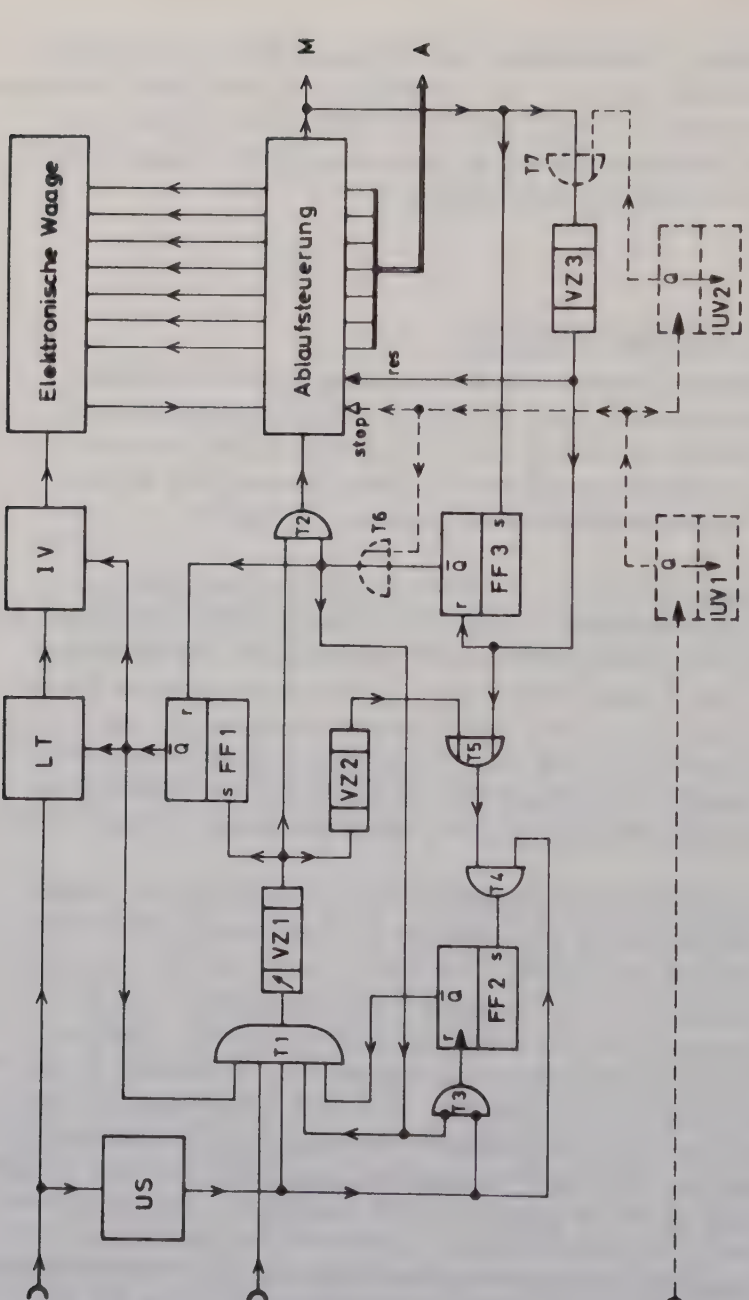


Fig.7: Blockschaltbild eines Analog-Digitalwandlers

über das einstellbare Verzögerungsglied VZ1 den Flip-Flop FF1 in seinen L-Zustand setzen kann. Damit wird das lineare Tor LT geschlossen, gleichzeitig wird der Impulsverlängerer IV aktiviert, so daß er die gerade anliegende Maximalamplitude[1)] von P in seinem Kondensatorspeicher festhält.

Der verzögerte (VZ1) Impuls M gelangt außerdem über das Tor T_2 auch noch auf den Triggereingang der Ablaufsteuerung für die "elektronische Waage" und setzt dort die eigentliche Analyse von P in Gang. Nach Ablauf einer Analyse liefert die Ablaufsteuerung jeweils ein Signal M;dieses leitet die Einspeicherung des digitalisierten Amplitudenwertes A in den Kernspeicher des Analysators ein, setzt den Flip-Flop FF3 in seinen L-Zustand und erzeugt über das Verzögerungsglied VZ3 das Rückstellsignal für die Ablaufsteuerung und für FF3. Mit dem Umklappen von FF3 wird FF1 in seinen Ruhezustand zurückgebracht, dadurch werden der Impulsverlängerer IV abgeschaltet und das lineare Tor LT wieder geöffnet. Die vollständige Entladung des Kondensatorspeichers im Impulsverlängerer IV dauert etwa 2µs; damit während dieser Zeit keine neue Analyse ausgelöst werden kann, hält FF3 die Tore T_1 und T_2 bis zu seinem Rückkippen geschlossen - die Kippzeit ist durch VZ3 der Entladezeit des Kondensatorspeichers in IV angepaßt. Nach dem Rückkippen von FF3 befindet sich der ADW wieder in seinem Ausgangszustand, sofern nicht der bisher außer Acht gelassene FF2 gesetzt ist und T_1 wieder sperrt. Dieser FF2 bildet zusammen mit US eine Schaltanordnung zur Elimination aufgestockter (und dadurch in ihrer Energiezuordnung verfälschter) Analogsignale P ("Pile up rejection - circuit").

FF2 wird über das Verzögerungsglied VZ2 jeweils ca. 2µs nach dem Eintreffen einer Zeitmarke Z gesetzt und bleibt solange in seinem L-Zustand, bis das zugehörige Analogsignal P die Schwelle des Diskriminators US wieder unterschreitet. Da er während dieser Zeit das Tor T_1 blockiert, kann grundsätzlich keine neue Analyse ausgelöst werden, bevor die Amplitude des letzten analysierten Analogsignales P unter die Schwelle US abgesunken ist.

---

1) siehe Fußnote auf S. 35

Ist - wie im vorliegenden Fall - die Dauer der P-Signale kürzer als die Analysierzeit des ADW, so können unter Umständen gegen Ende einer laufenden Analyse zwei aufgestockte Signale P am Eingang des ADW zeitlich so eintreffen, daß das erste noch in die Analysierzeit ("Totzeit") fällt, das zweite, verfälschte, aber den ADW schon wieder analysierbereit findet. Um auch solche Ereignisse von der Analyse auszuschließen, wird FF2 jeweils am Ende einer Analyse über T5, T4 durch das Signal res noch einmal gesetzt, falls zu diesem Zeitpunkt die Schwelle von US überschritten ist.

Eine genaue Analyse der einzelnen Funktionsabläufe innerhalb des ADW zeigt, daß zum Rücksetzen des ADW in seinen Ausgangszustand aus einem beliebigen Stadium einer laufenden Analyse ("Interrupt") folgende Maßnahmen in der angegebenen Reihenfolge notwendig und hinreichend sind:

a) Sperren von T1 und Anhalten der Ablaufsteuerung.
b) Entladung des Kondensatorspeichers im IV.
c) Rückstellung der Ablaufsteuerung und der Flip-Flops FF1-FF3, wobei FF2 nur dann zurückgesetzt werden darf, wenn die Schwelle US nicht überschritten ist, damit die Unterdrückung aufgestockter P-Signale auch nach einem "Interrupt" wirksam ist.
d) Wiederfreigabe von T1 und der Ablaufsteuerung.

Bei der Realisierung dieser Funktionen ergaben sich schaltungstechnische Komplikationen aus der speziellen Konstruktion der Ablaufsteuerung: die Steuerimpulse für den sukzessiven Ablauf der einzelnen Vergleichsschritte in der elektronischen Waage werden hier an einer Laufzeitkette, bestehend aus 11hintereinandergeschalteten Verzögerungsleitungen abgegriffen. Während der Taktimpuls diese Verzögerungsleitungen durchläuft, ist er äußeren Beeinflussungen weitgehend entzogen und kann daher nicht beliebig abgeschaltet werden.

Zum spontanen Anhalten der Ablaufsteuerung wurden deshalb in die Ausgänge sämtlicher Verzögerungsglieder Torschaltungen eingefügt. Durch gleichzeitige Sperrung dieser Tore (über den Ein-

gang "stop" - Fig. 7) werden alle Steuerimpulsleitungen unterbrochen, außerdem wird der Taktimpuls - unabhängig von seiner zeitlichen Lage innerhalb der Laufzeitkette - beim Übergang in das jeweils nächste Verzögerungsglied unterdrückt. Dazu müssen allerdings die Tore für eine bestimmte Zeit gesperrt bleiben: maßgeblich für diese Zeit ist die längste, innerhalb der Laufzeitkette vorkommende Einzellaufzeit (ca. 2µs). Zur Steuerung des "Interrupt"-Vorganges wurden neben den Torschaltungen noch die in Fig. 7 gestrichelt eingezeichneten Schaltkreise in die Analog-Digitalwandler eingebaut, ein "Interrupt" läuft damit folgendermaßen ab (vgl. Fig. 7):

Das "Interrupt"-Signal J (Eingang J) triggert den Univibrator UV1, dessen Haltezeit auf etwa 2,2µs eingestellt ist. Das Ausgangssignal Q dieses Univibrators blockiert in der oben beschriebenen Weise über den Eingang "stop" die Ablaufsteuerung und gleichzeitig über das ODER-Tor T6 die Torschaltungen T1,T2; außerdem setzt es den Flip-Flop FF1 in seinen Ruhezustand, so daß das lineare Tor LT geöffnet und der Kondensatorspeicher im Impulsverlängerer IV entladen werden. Gleichzeitig mit UV1 wird auch der Impulsformer UV2 getriggert, sein Ausgangssignal erzeugt anstelle der bei einem "Interrupt" ausfallenden Zeitmarke M über T7 und VZ3 das Signal res und löst damit die normalen, schon (vgl. Ablauf Analyse) beschriebenen Rückstellvorgänge aus.

Nach beendeter Rückstellung kippt der Univibrator UV1 (seine Haltezeit wurde etwas länger gewählt als die Verzögerungszeit von VZ3) wieder in seinen Ausgangszustand zurück und gibt die Ablaufsteuerung, sowie T1 und T2 frei: der ADW ist somit ca. 2.2µs nach dem Eintreffen eines "Interrupt-Signales" J bereit für eine neue Analyse[1].

---

1) Sofern nicht zum Zeitpunkt des Rückkippens von UV1 die Schwelle von US durch ein P-Signal überschritten war - vgl. "Pile up-rejection circuit" .

Die Interrupt-Schaltung macht es möglich, allen Koinzidenzereignissen in der Richtungskorrelationsmeßanordnung absolute Priorität bei der Analyse einzuräumen. Zu diesem Zweck wird das Ausgangssignal M_K des Koinzidenzgerätes KG (vgl. Fig.3) den Interrupt-Eingängen J_1, J_2 beider Analog-Digitalwandler ADW1, ADW2 zugeführt, außerdem wird durch passende Einstellung der Verzögerungsglieder VZ1 ... VZ4 dafür gesorgt, daß die zu M_K gehörigen Signalpaare Z_1,Z_2 und P_1,P_2 unmittelbar nach Beendigung des durch M_K ausgelösten Interrupt-Vorganges an den entsprechenden Eingängen von ADW1 und ADW2 anliegen. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß alle, in den Detektoren QE1, QE2 registrierten Koinzidenzereignisse in den Analog-Digitalwandlern ADW1, ADW2 auch analysiert werden[1]; die Koinzidenzverluste beschränken sich dann auf diejenigen (für die Messung ohnehin unbrauchbaren) Fälle, bei denen wenigstens eins der beiden Analogsignale des Koinzidenzpaares P_1, P_2 auf ein vorhergehendes Analogsignal aufgestockt ist. Durch das Rücksetzen der Analog-Digitalwandler bei jedem Koinzidenzereignis entfallen gleichzeitig die Voraussetzungen für die Entstehung von "Pseudokoinzidenzen" (vgl. Kap. 4.3.1.). Damit sind die Nachteile, die sich aus der Verarbeitung hoher Impulsraten in den Analog-Digitalwandlern zunächst ergeben, beseitigt, so daß die beschriebene Peaklagenstabilisierung ohne Beeinträchtigung der Richtungskorrelationsmessung in die Meßanordnung integriert werden konnte. Mit dieser Stabilisierung wurde eine, für alle bisher mit der Anlage durchgeführten Richtungskorrelationsmessungen ausreichende Stabilität der Peaklagen im Koinzidenzspektrum erzielt (vgl. z.B. Fig. 8).

---

1) vgl. Fußnote Seite 39

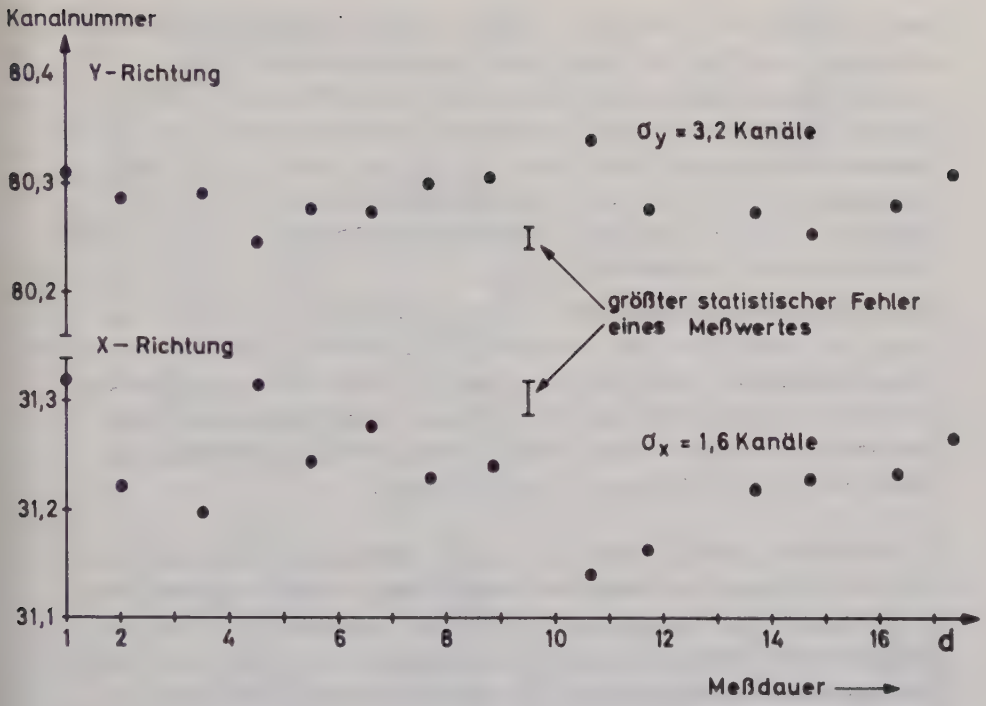


Fig. 8: Kanallage des (234-646) keV-Koinzidenzpeaks im Koinzidenzspektrum des ^{185}Os als Funktion der Meßzeit (σ = Halbwertsbreite)

4.3.3. Die Programmsteuerung

γ-γ-Winkelkorrelationsmessungen an schwachen Kaskaden erfordern wegen der relativ geringen Koinzidenzraten Meßzeiten in der Größenordnung von mehreren Wochen bis zu einigen Monaten. Während dieser Zeit müssen in regelmäßigen Abständen bestimmte immer wiederkehrende Folgen von Umschaltvorgängen an der Meßapparatur vorgenommen werden (vgl. Kap. 5.2.).

Bei manueller Durchführung dieser Umschaltungen kommt es erfahrungsgemäß mit relativ großer Wahrscheinlichkeit zu Bedienungsfehlern, insbesondere, da ein Bereitschaftsdienst rund um die Uhr erforderlich ist.

Bedienungsfehler die nicht sofort erkannt werden, führen mindestens zum Verlust eines Teils des mühsam gewonnenen Datenmaterials, unter Umständen können sie sogar die gesamte Messung unbrauchbar machen. Um dieses Risiko in Anbetracht der langen Meßzeiten möglichst klein zu halten, wurde der gesamte Meßvorgang mit Hilfe einer Programmsteuerung weitgehend automatisiert. Bei der Auslegung der Programmsteuerung waren folgende Gesichtspunkte zu beachten:

a) Die Programme sollten ohne großen Aufwand zu erstellen und leicht zu verändern, bzw. auszuwechseln sein. Sie sollten an jeder beliebigen Stelle unterbrochen oder begonnen werden können, damit auch Testmessungen und Einstellarbeiten programmgesteuert durchgeführt werden können. Elektrische Störungen und Netzausfälle dürfen ihre Struktur nicht verändern.

b) Die Anlage sollte in der Lage sein, sowohl taktgesteuert (zeitliche Folge und Dauer der Operationen werden vom Programm in Verbindung mit einem Quarz-Zeitgeber bestimmt) als auch im "closed-loop" Betrieb (der zeitliche Ablauf einzelner oder aller Programmschritte wird durch "Fertigmeldungen" von den angesteuerten Meßgeräten beeinflußt) zu arbeiten.

c) Die von der Programmsteuerung gelieferten elektrischen Steuerbefehle sollten hinsichtlich Signalpegel, log. Pegel und Zeitverhalten möglichst variabel sein, damit beim Anschluß der vorhandenen und evtl. neu hinzukommender Meßgeräte keine zusätzlichen Anpassungsarbeiten nötig sind.

Ein Prinzipschaltbild der nach diesen Gesichtspunkten aufgebauten Anlage zeigt Fig. 9.

Die Forderung a) konnte in wirtschaftlicher und nahezu idealer Weise durch Verwendung eines normalen 8-Spur-Lochstreifens als Programmspeicher in Verbindung mit einem taktgesteuerten mechanischen Lochstreifenleser LS erfüllt werden. Lochstreifen lassen sich mit vorhandenen Geräten leicht und verhältnismäßig schnell beschreiben, sie sind unempfindlich gegen elektrische Störungen, die Sicherheit der Auslesung mit mechanisch arbeitenden Abtastern ist bei den hier benötigten geringen Geschwindigkeiten sehr hoch.

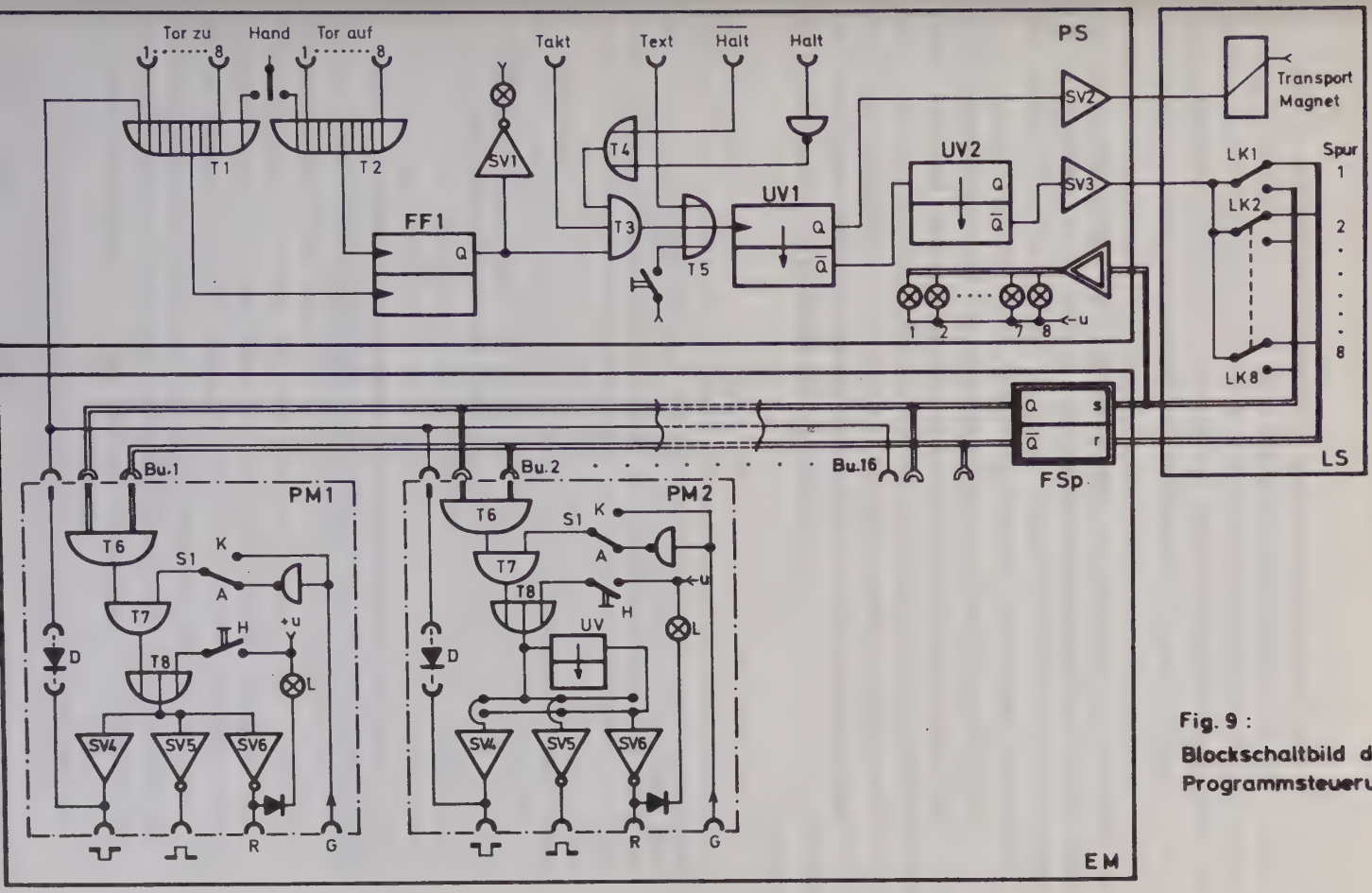


Fig. 9 :
Blockschaltbild der Programmsteuerung

Der mit einem 8-Spur-Streifen realisierbare Befehlsvorrat (8 bit $\hat{=}$ 256 Befehle) ist weit größer als der für die vorkommenden Meßaufgaben benötigte; daher bietet sich auch die Möglichkeit, durch Unterteilung der 8 bit in 2-3 Untergruppen 2 oder 3 verschiedene Programmbefehle simultan zu geben.

Der Forderung c) ließ sich am besten durch einen modularen Aufbau der Programmsteuerung nachkommen. Die vom Lochstreifenleser abgelesenen Befehle werden in binär codierter Form (8 bit + Komplement) über einen Flip-Flop-Zwischenspeicher FSp[1] auf 2 x 8 Leitungen parallel an die 16 rückwärtigen Steckerleisten Bu1 - Bu16 eines Einschub-Magazins EM geführt. In jede der 16 Steckerleisten[2] kann ein sogenannter Programm-Modul PM1, PM2 eingeschoben werden; dieser enthält jeweils die Decodierung für einen Programmbefehl (UND-Tor T6), der Befehlscode ist durch entsprechendes Einlöten von Dioden in die Torschaltung T6 frei wählbar.

---

1) Der Zwischenspeicher FSp wird während der schrittweisen Fortschaltung des Lochstreifens benötigt. Durch das Prellen der Leserkontakte beim Übergang zwischen zwei verschiedenen Befehlen können für kurze Zeit (ca. 1oms) Fehlcodierungen auftreten. Die Leserkontakte werden daher während der Umschaltung über den Univibrator UV_2 und den Schaltverstärker SV2 abgeschaltet, dabei bleibt der zuletzt gelesene Befehl in FSp gespeichert bis zum Wiedereinschalten der Kontakte. Solange sich der Lochstreifen in Ruhe befindet, hat FSp keine Speicherfunktion, sondern dient lediglich als Schaltverstärker, dadurch sind elektrische Störungsmöglichkeiten weitgehend ausgeschlossen.

2) Werden mehr als 16 verschiedene Steuersignale benötigt, so können über einen Parallelstecker weitere Einschubmagazine EM an den Leser angeschlossen werden.

Der decodierte Befehl wird beim Standard-Modul PM1 über ein zweites UND-Tor T7 und ein ODER-Tor T8 direkt den drei Ausgangs-Schaltverstärkern SV4 - SV6 zugeführt: SV4 liefert ein negatives, SV5 ein positives Steuersignal, SV6 (ein Leistungstransistor ohne Kollektorwiderstand) kann zur Ansteuerung von Relais benutzt werden, er schaltet außerdem eine Anzeigelampe L auf der Frontplatte des Moduls. Über das ODER-Tor T8 können die Steuersignale durch eine Taste H auch von Hand ausgelöst werden.

Das Tor T7 ermöglicht die Beeinflussung eines Programmbefehls durch ein über die Buchse G einzugebendes Strobe-Signal. Je nach Stellung des Schalters S1 kann der Befehl damit unterdrückt (Stellung A) oder freigegeben (Stellung K) werden. Umgekehrt kann natürlich auch ein über G eingegebenes Signal per Programm ein- oder ausgeschaltet werden (Stellung K).[1)]

Zur Erzeugung von Steuersignalen, deren Dauer kürzer sein muß, als der kleinstmögliche zeitliche Abstand zwischen zwei Programmschritten, dient der Programm-Modul PM2. Er enthält zusätzlich einen Univibrator UV, der - in weiten Grenzen einstellbar - die Dauer der von SV4 - SV6 gelieferten Steuersignale bestimmt.

Der Programmablauf wird durch die Programm-Schrittsteuerung PS gesteuert; als Zeitbasis für die Schrittfolge dienen die von einem Quarz-Zeitgeber an den Eingang "Takt" gelieferten Taktimpulse. Durch Vorschalten eines Untersetzers (in Fig. 9 nicht gezeichnet) mit einstellbarem Teilerverhältnis kann ihre Frequenz von Hand oder auch vom Programm her in weiten Grenzen variiert und damit den verschiedensten Anforderungen an die Dauer der einzelnen Programmschritte angepaßt werden (untere Grenze, bedingt durch den Leser: 40 ms). Die Taktimpulse triggern über das Tor T3 den Univibrator UV1, der über den Schaltverstärker SV2 und den Transportmagneten TM den Lochstreifen schrittweise weiterschaltet und mit seiner Rückflanke den Austast-Univibrator UV2 anstößt; letzterer schaltet über den Schaltverstärker SV3 die Spannung an den Lesekontakten LK_1 ... LK_8 für die Zeitdauer ihres Umschaltens

---

1) Diese "Strobe-Schaltung" ist insbesondere für solche Befehle nützlich, bei denen zeitlicher Einsatz oder/und Dauer sehr genau definiert sein müssen.

(ca. 10 ms) ab (vgl. Fußnote Seite 44).

Die Taktfolge wird im Normalfall über die Eingänge von T2 ("Tor auf") und T1 ("Tor zu") durch Setzen bzw. Rücksetzen des Kontroll-Flip-Flops FF1 für das Tor T3 gesteuert. Ein Impuls an T2 öffnet T3 und leitet damit die schrittweise Fortschaltung des Programm-Streifens durch die Taktimpulse ein. Steuerbefehle mit fest vorgegebener Zeitdauer T können auf drei verschiedene Weisen erzeugt werden:

1.) Der gleiche Befehls-Code wird mehrfach (n-mal) hintereinander auf dem Streifen abgelocht, so daß $n \cdot \tau = T$ ($\tau = \frac{1}{f}$; f = Taktfrequenz).

2.) Der Befehls-Code wird nur einmal abgelocht, der angesteuerte Programm-Modul PM schaltet jedoch über den einstellbaren Untersetzer die Taktfrequenz f so um (f'), daß $\tau' = \frac{1}{f'} = T$.

3.) Für T < 40 ms wird ein Programm-Modul PM2 mit entsprechend eingestellter Kippzeit des Univibrators UV verwendet.

Steuerbefehle, deren Dauer jeweils vom zeitlichen Ablauf der ausgelösten Funktion abhängen muß (closed loop-Betrieb), können folgendermaßen erzeugt werden:

a) Der betreffende Programm-Modul liefert neben seinem Steuerbefehl noch ein Signal an T1 und hält damit zunächst die Weiterschaltung des Programmstreifens an. Für die Übertragung dieses Signals ist in dem Einschub-Magazin EM neben den 16 Codeleitungen noch eine 17. Leitung parallel verdrahtet; im Modul PM braucht daher jeweils nur eine Diode D in zwei dafür vorgesehene Buchsen eingesteckt zu werden. Damit der Programmstreifen nach Ablauf der im angesteuerten Meßgerät ausgelösten Funktion auf den nächsten Schritt weiterschaltet, wird die "Fertigmeldung" des Gerätes einem der Eingänge von T2 zugeführt.

b) Liefert das angesteuerte Meßgerät ein sogenanntes "BUSY-Signal" (Signal, das während des gesamten Funktionsablaufs ansteht), so kann dieses unmittelbar auf den Eingang "Halt" geschaltet werden, wo es über T4, T3 den Takt bis zum Ende des Funktionsablaufs sperrt.

Neben den beschriebenen Möglichkeiten lassen sich mit Hilfe der zusätzlichen Eingänge Text, Halt, $\overline{\text{Halt}}$, G zahlreiche andere Wege der Ablaufsteuerung realisieren, insbesondere durch Zuschalten äußerer Vorwahlzähler, Verzögerungsglieder etc, so daß auch sehr komplexe Meßprogramme ohne Schwierigkeiten automatisiert werden können.

5. Die Richtungskorrelationsmessungen

5.1. Das Präparat

^{131}Ba läßt sich aus ^{130}Ba durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen im Reaktor herstellen:

$$^{130}Ba\ (n,\gamma)\ ^{131}Ba$$

Als Ausgangsmaterial für das Präparat wurde auf 48,3 % angereichertes ^{130}Ba in Form von $Ba(NO_3)_2$ vom Oak Ridge National Laboratory bezogen und im Reaktor FR2 der Gesellschaft für Kernforschung in Karlsruhe 31 Tage lang bei einer Neutronenflußdichte von ca. 10^{14} $n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ bestrahlt. Neben dem angereicherten ^{130}Ba enthielt das Ausgangsmaterial ^{132}Ba (0,21 %), ^{134}Ba (2,34 %), ^{135}Ba (4,86 %), ^{136}Ba (4,7 %), ^{137}Ba (5,72 %) und ^{138}Ba (33,9 %).

Bei der Bestrahlung entstanden außer dem gewünschten ^{131}Ba ($\tau_{1/2}$ = 12d) noch radioaktive Anteile von ^{133}Ba ($\tau_{1/2}$= 7,2y) und ^{139}Ba ($\tau_{1/2}$= 82,9 min). Beide störten jedoch die Messung glücklicherweise nicht: die γ-Übergänge des ^{133}Ba liegen energetisch weit unterhalb des beim ^{131}Ba interessierenden Energiebereichs, die Aktivität des ^{139}Ba war wegen der kurzen Halbwerts-

zeit bei Beginn der Messung (9 Tage nach dem Ende der Aktivierung) vollständig abgeklungen. Hinweise auf sonstige radioaktive Verunreinigungen des Präparates wurden weder im zweiparametrigen Koinzidenzspektrum während der Richtungskorrelationsmessungen, noch in einem vorher mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommenen Energiespektrum gefunden.

Für Richtungskorrelationsmessungen ist eine möglichst geringe räumliche Ausdehnung der Quelle von Vorteil (Punktgeometrie; keine Störung durch Streuprozesse innerhalb der Quelle); die daraus resultierende Forderung nach möglichst hoher spezifischer Aktivität läßt sich am besten durch Verwendung eines Präparates in fester Form erfüllen. Hierbei muß jedoch sorgfältig darauf geachtet werden, daß die Orientierung der Zwischenzustände der zu messenden Kaskaden nicht durch Wechselwirkung mit der Umgebung gestört wird (vgl. Kap. 3.1.). Da beim ^{131}Cs weder die Lebensdauer des 216 keV-Niveaus noch die des 373 keV-Niveaus bekannt sind, wurde neben der hauptsächlich benutzten, unmittelbar aus dem bestrahlten Ausgangsmaterial hergestellten festen Quelle noch ein flüssiges Präparat durch Lösen eines Teiles des bestrahlten Materials in HCl zu Kontrollmessungen angefertigt.

5.2. Ablauf der Messungen

Vor Beginn einer Richtungskorrelationsmessung muß die Detektoranordnung zusammen mit dem Präparat sorgfältig justiert werden, damit die durch Geometriefehler bedingte Winkelabhängigkeit der Zählraten in den Detektoren klein bleibt gegen die zu messende Anisotropie. Eine Methode, nach der diese Justierung mit hinreichender Genauigkeit ausgeführt werden kann, wurde bereits von F.W. Theile [44] beschrieben.

Neben der Justierung der Meßanordnung ist die richtige Einstellung der Koinzidenzauflösungszeit τ_K von großer Wichtigkeit. Da die Zahl der (unerwünschten) zufälligen Koinzidenzen linear mit τ_K zunimmt, erscheint es naheliegend, die Koinzidenzauflösungszeit möglichst kurz zu wählen. Sie darf jedoch nicht kürzer werden

als der zeitliche Unschärfebereich der Zeitmarken Z_1, Z_2 (vgl. Kap. 4.2.), da sonst Koinzidenzverluste auftreten, die unter Umständen zu störenden Strukturverfälschungen im gemessenen Energiespektrum führen können. Der Unschärfebereich von Z_1, Z_2, der im wesentlichen durch die größte, im untersuchten Spektrum vorkommende Energiedifferenz bestimmt wird, kann mit Hilfe eines Zeit-Impulshöhenkonverters gemessen werden. Die Koinzidenzauflösungszeit τ_K wird dann zweckmäßigerweise etwas größer eingestellt, damit unvermeidliche geringe Schwankungen von τ_K die Zahl der echten Koinzidenzen nicht beeinflussen können. Eine ausführliche Diskussion dieser Fragen ist von M. Scholz durchgeführt worden [45]. Für die vorliegende Messung wurde τ_K = 41 ns gewählt.

Die eigentliche Richtungskorrelationsmessung besteht in der Registrierung je eines zweiparametrigen Koinzidenzspektrums für verschiedene, vorher festgelegte Winkel Θ_K zwischen den Symmetrieachsen der beiden Detektoren. Gemessen wurde in sieben Winkelstellungen im Bereich $90 \leq \Theta \leq 180^o$ ($\Delta\Theta = 15^o$); die Meßzeit für jede Winkelstellung betrug $8 \cdot 10^4$s $\approx$ 22.2h. Für die Auswertung der Messung (Berechnung des zufälligen Koinzidenzspektrums, vgl. Kap. 5.3.2.) werden zusätzlich die von den beiden Detektoren gelieferten Einzelspektren benötigt. Sie sollten nach Möglichkeit unter den gleichen Bedingungen gemessen werden wie die Koinzidenzspektren, damit eventuelle Schwankungen durch Umwelteinflüsse (Temperaturschwankungen etc.) sich auf beide in gleicher Weise auswirken. Da eine gleichzeitige Messung aus apparativen Gründen nicht möglich war, wurde die Registrierung des Koinzidenzspektrums in regelmäßigen Abständen zur Registrierung der beiden Einzelspektren x (von QE2, vgl. Fig. 3) und y (von QE1) kurz unterbrochen. Die Summen der so gewonnenen Teil-Einzelspektren (insgesamt je 160 Stück pro Winkelstellung, vgl. Fig. 10) entsprechen in ihren Eigenschaften weitgehend den fortlaufend registrierten Einzelspektren und können daher an deren Stelle bei der Auswertung benutzt werden.

Die regelmäßigen Unterbrechungen der Koinzidenzmessung wurden gleichzeitig zur Ausgabe der in der Registrieranlage (vgl. Kap. 4.1.) registrierten Zählraten und Meßzeiten auf Lochstreifen und Schreibmaschine ausgenutzt. Ein Zeitplan des Steuerprogramms für den Ablauf der Messung in einer Winkelstellung Θ_K ist in Fig. 10 dargestellt:

Zeit/s	Analysator	Registrieranlage
0 | 500	Messung xy-Spektrum	zählen
500 | 502	Messung Einzelspektrum x	Ausgabe Streifenlocher + Schreibmaschine
502 | 504	Messung Einzelspektrum y	
504 | 510	Pause	

Wiederholung 159 x

Fig. 10: Zeitplan des Steuerprogramms für den Ablauf der Messung in einer Winkelstellung Θ_K.

Insgesamt wurden am ^{131}Cs drei unabhängige Richtungskorrelationsmessungen (im folgenden als "Messung 1", "Messung 2" und "Messung 3" bezeichnet) durchgeführt, zwei davon (Messung 1 und Messung 2) an dem gleichen festen Präparat, eine (Messung 3) an einem flüssigen Präparat (vgl. Kap. 5.1.). Die sieben vorgegebenen Winkelstellungen Θ_K wurden bei den einzelnen Messungen teilweise mehrfach durchlaufen: bei Messung 1 insgesamt je dreimal, bei Messung 2 und 3 mit unterschiedlicher Häufigkeit (vgl. Tab. 2A-4C).

5.3. Prinzip der Auswertung

5.3.1. Übersicht

Nach Abschluß einer Richtungskorrelationsmessung liegen die Rohdaten in Form von zweiparametrigen Koinzidenzspektren - jeweils zusammen mit den zugehörigen Einzelspektren der Detektoren QE1, QE2 - auf Lochstreifen vor. Jede Kaskade wird in den Koinzidenzspektren durch zwei Peaks repräsentiert[1]; die von echten Koinzidenzen herrührenden Anteile dieser Peaks enthalten die gesuchte Information über die Richtungskorrelation.

Ziel der Auswertung muß es daher sein, die "echten" Anteile der Koinzidenzpeaks zu berechnen und explizit als Funktion des Winkels Θ darzustellen. Aus den so gewonnenen "Meßpunkten" kann dann über eine Ausgleichsrechnung die experimentelle Richtungskorrelationsfunktion $W(\Theta)$ ermittelt und mit der Theorie verglichen werden. Bei der Berechnung der echten Koinzidenzanteile muß beachtet werden, daß die Dauer einer vollständigen Messung über 7 Winkelstellungen ($7 \cdot 22{,}2$ h $\approx 6{,}5$ d) nicht klein ist gegen die Halbwertszeit des Präparates ($T_{1/2} = 12$ d). Die Zahl der in einer Winkelstellung Θ_K gemessenen Koinzidenzen N_K hängt deshalb nicht nur vom Winkel Θ_K und der (für alle Winkelstellungen gleichen) Meßdauer T ($T \approx 22{,}2$ h), sondern auch noch vom Zeitpunkt T_K, zu dem die Messung durchgeführt wurde, ab:

$$N_K = N\ (\Theta_K,\ T,\ T_K) \qquad (5.1)$$

Verantwortlich für diese Zeitabhängigkeit sind zwei Effekte:

die zeitliche Abnahme der Quellstärke und
die Ratenabhängigkeit der totzeitbedingten Registrierverluste in der Meßanordnung.

Der Einfluß beider Effekte muß bei der Auswertung durch geeignete Korrekturfunktionen ("Lebensdauerkorrektur"und "Totzeitkorrektur") eliminiert werden.

---

1) Entsprechend den beiden Möglichkeiten, daß entweder γ_1 in QE1 und γ_2 in QE2 ($E_{\gamma 1} = E_y$, $E_{\gamma 2} = E_x$) oder aber γ_1 in QE2 und γ_2 in QE1 ($E_{\gamma 1} = E_x$, $E_{\gamma 2} = E_y$) registriert werden. Das Koinzidenzspektrum setzt sich daher aus zwei, symmetrisch zur Geraden Ey = Ex liegenden "Teilkoinzidenzspektren" zusammen (vgl. Fig. 11).

5.3.2. Die Berechnung der "echten" Anteile der Peaks im Koinzidenzspektrum

Zur Berechnung der von echten Koinzidenzen herrührenden Anteile in den einzelnen Peaks muß das gemessene zweiparametrige Koinzidenzspektrum in seine Bestandteile zerlegt ("entfaltet") werden. Die Entfaltung zweiparametriger γ-Spektren wirft zahlreiche Probleme auf, für die trotz verschiedener Ansätze bisher keine allgemein gültige Lösung gefunden werden konnte. Im Rahmen der Arbeitsgruppe ist es jedoch gelungen, ein Verfahren zu erarbeiten, das unter bestimmten Voraussetzungen (energetischer Abstand der auszuwertenden Peaks größer als deren Halbwertsbreite, Peakvolumen von vergleichbarer Größenordnung) zu brauchbaren Ergebnissen führt. Dieses Verfahren ist Gegenstand der Dissertation von E. Grünberg und wird dort ausführlich behandelt werden; seine Grundzüge sind in [43] beschrieben.

Die Zerlegung der Spektren erfolgt danach in drei Schritten:

1.) Berechnung des zufälligen (zweiparametrigen) Koinzidenzspektrums aus den beiden gemessenen Einzelspektren der Detektoren QE1, QE2.

2.) Berechnung des echten (zweiparametrigen) Koinzidenzspektrums durch Subtraktion des nach 1.) berechneten zufälligen vom gemessenen Koinzidenzspektrum.

3.) Zerlegung des echten Koinzidenzspektrums in "Teilkoinzidenzspektren" derart, daß jedes den Anteil einer Kaskade am Gesamtspektrum beschreibt. Dabei ist zu beachten, daß der für diese Zerlegung verwendete Ansatz (vgl. [43]) nur die regulären Anteile des Koinzidenzspektrums (Photopeak, Comptonverteilung) exakt berücksichtigen kann, nicht jedoch Störanteile, wie z.B. Compton-Rückstreuung zwischen den beiden Detektoren. Bereiche des Spektrums, in denen solche Störanteile vorliegen, müssen daher im allgemeinen von der Auswertung ausgeschlossen werden.

Alle, für die Entfaltung des gemessenen Koinzidenzspektrums erforderlichen Rechnungen wurden an der zentralen Rechenanlage der Universität in Marburg durchgeführt; die dafür erforderlichen ALGOL-Programme wurden von E. Grünberg im Rahmen seiner Dissertation erstellt.

5.3.3. Die Berechnung der Lebensdauer- und Totzeitkorrektur

Liegt die Lebensdauer des auszumessenden Präparates in der Größenordnung der Meßzeit oder darunter, so vermindern sich die verschiedenen Impulsraten innerhalb der Meßanordnung wegen der zeitlichen Abnahme der Quellstärke im Laufe der Messung unter Umständen beträchtlich. Dies bedingt insbesondere für die, von den verschiedenen Kaskaden herrührenden echten Koinzidenzraten r_{12} neben der gesuchten Winkelabhängigkeit eine Zeitabhängigkeit, die bei der Auswertung durch eine geeignete Korrekturfunktion eliminiert werden muß.

Die Zeitabhängigkeit der Koinzidenzraten kann auf zwei Effekte zurückgeführt werden:

1.) Die Raten der Nachweisereignisse in den beiden Detektoren QE1, QE2 nehmen proportional mit der Quellstärke ab. Die Abnahme folgt dem Gesetz des radioaktiven Zerfalls und kann daher durch eine "Lebensdauerkorrekturfunktion" $\exp(-\lambda t)$ (λ= Zerfallskonstante der radioaktiven Muttersubstanz) eliminiert werden.

2.) Die verschiedenen impulsverarbeitenden Geräte innerhalb der Meßanordnung benötigen für die Verarbeitung eines Impulses jeweils eine bestimmte Zeit; während dieser Zeit ("Totzeit") nachfolgende Impulse werden nicht registriert und gehen damit für die Auswertung verloren ("Totzeitverluste"). Der Anteil der Totzeit an der Meßzeit ("relative Totzeit") wächst mit steigenden Ereignisraten in den Detektoren QE1, QE2 sowohl für die Einzelgeräte als auch für die gesamte Meßanordnung an; wegen der statistischen Natur der Impulsraten und der Überlappung der verschiedenen Einzeltotzeiten ist der Zusammenhang zwischen der Totzeit der Gesamtapparatur und den Ereignisraten in QE1, QE2 nicht linear.

Das Problem der Herleitung einer Korrekturfunktion für die Totzeitverluste ist ein Gegenstand der Dissertation von F.W. Theile [44] und wird dort, speziell für die, auch bei der vorliegenden Arbeit verwendete Meßanordnung ausführlich diskutiert. Die Berechnung der Totzeitkorrekturfunktion basiert danach auf folgenden Überlegungen:

Das Auftreten ratenabhängiger Totzeitverluste hat zur Folge, daß die Rate r_{EB} der in den Kernspeicher KS eingespeicherten Ereignisse stets kleiner ist, als die Rate r_{KO} der in den Detektoren QE1, QE2 registrierten Koinzidenzereignisse und daß außerdem das Verhältnis der beiden Raten zeitabhängig wird, sofern sich die Koinzidenzrate r_{KO} in den Detektoren mit der Zeit ändert. Die Totzeitverluste lassen sich demgemäß durch die Einführung einer zeitabhängigen Größe Pg(t), ("Registrierwahrscheinlichkeit der Gesamtapparatur") beschreiben, wobei:

$$Pg(t) = \frac{r_{EB}}{r_{Ko}} \quad \text{mit} \quad 0 \leq Pg(t) \leq 1 \qquad (5.2.)$$

Pg(t) läßt sich darstellen als Produkt der Registrierwahrscheinlichkeiten P_{xy} aller, zur Totzeit der Gesamtapparatur beitragenden Einzelgeräte:

$$Pg(t) = P_{ZD1} \cdot P_{VZ1} \cdot P_{PU1} \cdot P_{ZD2} \cdot P_{VZ2} \cdot P_{PU2} \qquad (5.3)$$

Der Index kennzeichnet dabei die Meßgeräte entsprechend den in Fig. 3 verwendeten Bezeichnungen. (PU1, PU2 = "Pile up rejection circuit", eingebaut in ADW1, ADW2 - vgl. Kap. 4.3.2.).

Für die Registrierwahrscheinlichkeit P_{xy} der einzelnen Meßgeräte gilt:

$$P_{xy} = 1 - r_{xy}(t) \cdot \tau_{xy} \qquad (5.4)$$

$r_{xy}(t)$ = im Gerät xy verarbeitete Impulsrate
τ_{xy} = Totzeit des Gerätes xy ($r \cdot \tau$ = relative Totzeit).

Zur Berechnung der Registrierwahrscheinlichkeit Pg(t) der Gesamtapparatur müssen demnach die Totzeiten τ_{xy} und die Raten $r_{xy}(t)$ bestimmt werden.

Die Totzeiten τ_{xy} der einzelnen Meßgeräte können mit einem Oszillographen direkt gemessen werden. Sind alle Totzeiten innerhalb der Apparatur bekannt, so lassen sich die Raten r_{xy} aus den während der Messung registrierten Zählraten sukzessive berechnen; damit ist auch Pg(t) bestimmt.

Nach Einführung der Lebensdauerkorrekturfunktion $\exp(-\lambda t)$ und der Registrierwahrscheinlichkeit Pg(t) läßt sich die von einem Kaskadenübergang herrührende Koinzidenzrate $r_{1,2}(\Theta_K,t)$ folgendermaßen schreiben:

$$r_{1,2}(\Theta_K,t) = r_{1,2}(\Theta_K,0)\ \exp(-\lambda t)\cdot Pg(t) \qquad (5.5)$$

dann ist die Zahl der in einer Winkelstellung Θ_K während der Meßzeit T gemessenen Koinzidenzen:

$$N_{\gamma_1,\gamma_2}(\Theta_K,T,T_K) = \int_{T_K}^{T_K+T} r_{1,2}(\Theta_K,0)\cdot\exp(-\lambda t)\cdot Pg(t)\,dt \qquad (5.6)$$

Pg(t) ändert sich während der Meßzeit T ($T \approx 22{,}5h$) nur wenig, daher kann es durch seinen Mittelwert

$$\bar{P}_g(T_K,T) = \frac{1}{T}\int_{T_K}^{T_K+T} Pg(t)\,dt \qquad (5.7)$$

ersetzt werden, die Integration von Gl. 5.6 liefert damit:

$$N_{\gamma_1,\gamma_2}(\Theta_K,T,T_K) = \frac{1}{\lambda}\, r_{1,2}(\Theta_K,0)\,(1-\exp(-\lambda T))\cdot$$

$$\cdot\exp(-\lambda T_K)\ \bar{P}g(T,T_K) \qquad (5.8)$$

Die Abhängigkeit der Meßwerte $N_{\gamma_1,\gamma_2}(\Theta_K, T,T_K)$ vom Zeitpunkt T_K der Messung kann demnach durch Multiplikation mit einem Faktor

$$F^{KORR}(T_K) = \frac{\exp(\lambda T_K)}{\bar{P}g(T_K)} \qquad (5.9)$$

eliminiert werden; dieser Faktor wird als "Lebensdauer- und Totzeitkorrekturfaktor" bezeichnet. Für die gesuchten, lebensdauer- und totzeitkorrigierten Meßwerte ergibt sich damit:

$$N\gamma_{1,\gamma_2}^{Korr}(\Theta_K,T) = N\gamma_{1,\gamma_2}(\Theta_K,T,T_K)\cdot F^{Korr}(T_K) \qquad (5.10)$$

5.3.4. Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelationsfunktion

Aus den lebensdauer- und totzeitkorrigierten Meßwerten $N_{1,2}^{Korr}(\Theta_K)$ wird die experimentelle Richtungskorrelation $W^{exp}(\Theta)$ durch eine Ausgleichsrechnung nach der "Methode der kleinsten Quadrate" bestimmt:

$$W^{exp}(\Theta) = C\,(1+A_{22}^{*}\cdot P_2(\cos\Theta)+A_{44}^{*}\cdot P_4(\cos\Theta)) \qquad (5.11)$$

Die so gewonnenen Koeffizienten A_{22}^{*} und A_{44}^{*} sind noch nicht direkt mit den entsprechenden theoretisch berechneten Koeffizienten A_{22}^{Th} und A_{44}^{Th} (vgl. Gl. 3.3) vergleichbar. Der Grund dafür liegt in der Geometrie der Detektoranordnung: durch die endlichen Raumwinkel der Detektoren wird die experimentelle Richtungskorrelation "verschmiert", die gemessenen A_{22}, A_{44} sind demzufolge zu klein. Rose [46] hat gezeigt, daß für zylindrische Detektoren der Einfluß der endlichen Raumwinkel auf die Koeffizienten A_{22}^{*}, A_{44}^{*} durch sog. Abschwächungskoeffizienten Q_{22}, Q_{44} (Q_{22}, $Q_{44}\leq 1$) beschrieben werden kann; für die "raumwinkelkorrigierten", direkt mit den theoretisch berechneten A_{22}^{Th}, A_{44}^{Th} vergleichbaren Koeffizienten A_{22}, A_{44} gilt dann:

$$A_{22} = \frac{A_{22}^{*}}{Q_{22}} \quad ; \quad A_{44} = \frac{A_{44}^{*}}{Q_{44}} \qquad (5.12)$$

$$\text{mit } Q_{22} = Q_2^{(1)}\cdot Q_2^{(2)} \text{ und } Q_{44} = Q_4^{(1)}\cdot Q_4^{(2)} \qquad (5.13)$$

(der obere Index kennzeichnet jeweils den zugehörigen Übergang der Kaskade)

Wegen der Randzonen-Effekte in den Detektor-Kristallen sind die Abschwächungskoeffizienten energieabhängig, sie müssen daher für jeden Kaskadenübergang individuell bestimmt werden. Ein Verfahren zu ihrer Berechnung wurde von Yates angegeben [1c]; in der gleichen Arbeit finden sich tabellierte Werte von Q_2, Q_4 für verschiedene Kristallgrößen, Raumwinkel und Energien. Speziell bei der Berechnung der Abschwächungskoeffizienten für den Detektor QE1 muß berücksichtigt werden, daß die verwendete Bleiabschirmung bei den gemessenen γ-Energien nicht vollkommen undurchlässig ist.

Sämtliche Rechnungen zur Bestimmung der Lebensdauer- und Totzeitkorrekturfaktoren sowie der experimentellen Richtungskorrelationskoeffizienten wurden auf dem institutseigenen Rechner CII-90-40 ausgeführt; die dafür erforderlichen FORTRAN-Programme erstellte F.W. Theile im Rahmen seiner Dissertation [44].

6. Die Meßergebnisse

Nach Abschluß aller Messungen lagen insgesamt 48 zweiparametrige Koinzidenzspektren zusammen mit den zugehörigen x- und y-Einzelspektren (das sind 786 432 fünfstellige Zahlen) als Rohdaten vor. Die Ergebnisse der Auswertung dieser Spektren nach Kap. (5.3.2.) und (5.3.3.) für die drei interessierenden Kaskaden (404-216) keV, (832-216) keV und (247-373) keV sind in den Tabellen 2A – 4C zusammengestellt; die Lage der dabei verwendeten Auswertebereiche ist aus der schematischen Darstellung des echten Koinzidenzspektrums dieser Kaskaden (Fig. 11) ersichtlich. In Spalte 1 der Tabellen sind die jeweils eingestellten Winkel Θ_K zwischen den Symmetrieachsen der beiden Detektoren eingetragen, die angegebene Reihenfolge entspricht dem zeitlichen Ablauf der Messung. Spalte 2 enthält die Meßwerte $N_{\gamma_1,\gamma_2}(\Theta_K,T,T_K)$, Spalte 3 die lebensdauer- und totzeitkorrigierten Meßwerte $N^{KORR}_{\gamma_1,\gamma_2}(\Theta_K,T)$ (vgl. Kap. 5.3.3.). Die beiden - wegen der unsymmetrischen Detektoranordnung nicht symmetrischen - "Teilkoinzidenzspektren" (vgl. Kap. 5.3.1.) wurden jeweils getrennt ausgewertet; sie sind in den Tabellen durch Angabe der Energiewerte in x- und y-Richtung gekennzeichnet.

Im Falle der (832-216)keV-Kaskade enthielt das zweite Teilspektrum (E_x = 832 keV, E_y = 216 keV) wegen der geringen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors QE2 bei E_γ = 832 keV so wenig Koinzidenzereignisse, daß seine Auswertung zu keinem brauchbaren Ergebnis führte.

Die Berechnung der experimentellen Richtungskorrelationskoeffizienten A^*_{KK} (vgl. Kap. 5.3.4) wurde für jedes Teilkoinzidenzspektrum einzeln durchgeführt; aus den so gewonnenen Werten A^*_{KK} wurde dann für jede Kaskade das gewichtete Mittel $\overline{A^*_{KK}}$ und daraus der raumwinkelkorrigierte Richtungskorrelationskoeffizient A_{KK} berechnet.

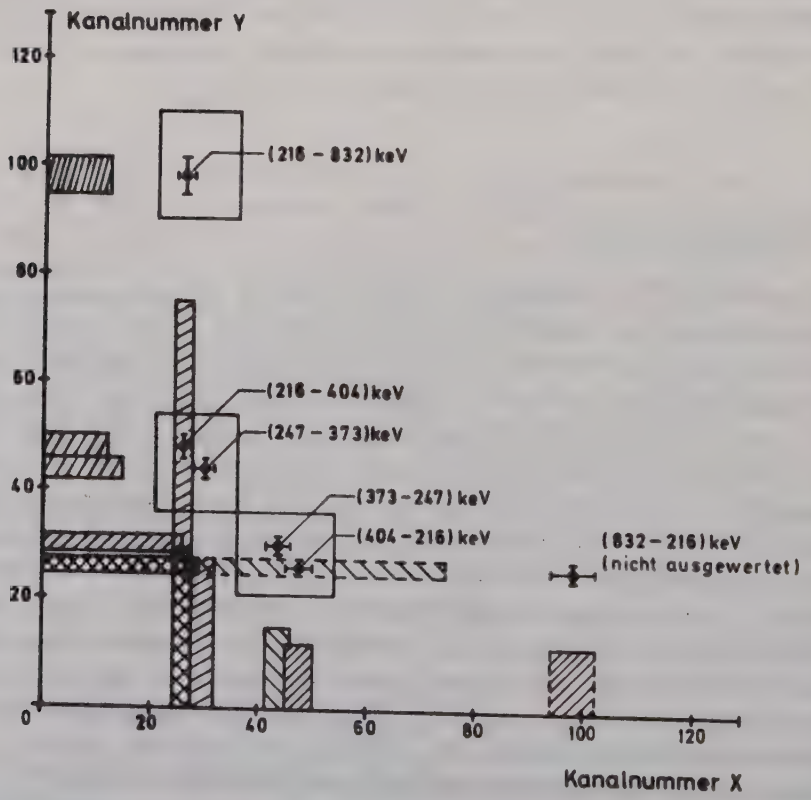


Fig. 11: Schematische Darstellung des echten Koinzidenzspektrums für die Kaskaden (404-216)keV, (832-216)keV und (247-373) keV. Die Fehlerbalken bezeichnen die Halbwertsbreiten der Koinzidenzpeaks, die schraffierten Flächen die zugehörigen Comptonverteilungen. Bei der Auswertung wurden die eingerahmten Bereiche um die Peaks berücksichtigt.

TAB. 2A : MESSERGEBNISSE FUER DIE (404 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 1

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 404 KEV	
90.	28776.0	28776.0	.0270
165.	23549.0	24181.5	.0280
135.	26182.0	28190.2	.0250
105.	25954.0	29053.1	.0240
150.	21968.0	25560.6	.0260
180.	20093.0	24211.1	.0310
120.	18596.0	23463.1	.0290
90.	20723.0	27322.1	.0230
165.	17428.0	23959.1	.0260
135.	17941.8	25808.6	.0250
105.	18202.0	27482.5	.0210
150.	15584.0	24559.7	.0250
180.	12905.0	21238.1	.0330
120.	14911.0	25818.0	.0220
90.	14790.0	26876.6	.0240
105.	12790.0	24386.8	.0240
120.	12191.0	24425.9	.0250
135.	11321.0	23821.4	.0240
150.	10297.0	22753.4	.0240
165.	9273.4	21624.1	.0290
180.	8845.9	21631.1	.0330
	EX = 404 KEV	EY = 216 KEV	
90.	17981.0	17981.0	.0320
165.	14698.5	15093.3	.0350
135.	16110.2	17345.9	.0330
105.	16187.4	18120.3	.0260
150.	13672.3	15908.3	.0330
180.	13440.6	16195.3	.0410
120.	12478.2	15744.1	.0340
90.	13852.9	18264.2	.0310
165.	11320.4	15562.7	.0320
135.	10813.2	15554.4	.0320
105.	11098.6	16757.3	.0300
150.	9738.4	15347.3	.0310
180.	8819.4	14514.3	.0390
120.	8115.5	14051.7	.0330
90.	9834.4	17871.2	.0310
105.	8490.4	16188.7	.0310
120.	7471.4	14969.7	.0310
135.	7096.5	14932.3	.0290
150.	6463.3	14282.0	.0330
165.	6500.5	15158.1	.0310
180.	5425.7	13267.6	.0430

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 2B : MESSERGEBNISSE FUER DIE (404 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 2

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 404 KEV	
90.	22639.0	22639.0	.0240
105.	21438.0	22254.2	.0240
120.	19335.0	20859.4	.0240
135.	17535.0	19733.3	.0240
120.	17124.0	20236.5	.0220
165.	14642.0	17994.5	.0250
180.	13237.0	17054.9	.0310
90.	15813.0	21469.2	.0230
105.	14914.0	21122.1	.0230
135.	12975.0	19217.4	.0260
150.	11849.0	18440.4	.0250
165.	10920.0	17806.6	.0270
180.	10272.0	17575.1	.0300
90.	10713.0	19341.7	.0230
105.	10491.0	19888.1	.0250
165.	8333.9	16532.5	.0250
180.	7795.2	16340.2	.0300
	EX = 404 KEV	EY = 216 KEV	
90.	13824.0	13824.0	.0300
105.	13775.5	14300.0	.0320
120.	12802.3	13811.6	.0300
135.	11611.1	13066.7	.0300
120.	11072.3	13084.8	.0290
165.	9212.3	11321.6	.0310
180.	8900.3	11467.4	.0390
90.	9041.2	12275.2	.0310
105.	8992.7	12736.0	.0300
135.	7337.0	10866.9	.0310
150.	7159.7	11142.5	.0330
165.	6883.4	11224.3	.0360
180.	6232.4	10663.5	.0420
90.	6716.2	12125.7	.0310
105.	6680.4	12664.2	.0320
165.	5539.2	10988.5	.0330
180.	4799.1	10059.8	.0450

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 2C : MESSERGEBNISSE FUER DIE (404 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 3

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 404 KEV	
90.	9945.0	9945.0	.0308
135.	8834.4	9269.7	.0273
180.	6559.3	7550.8	.0418
165.	6559.6	7946.4	.0326
150.	6491.7	8291.0	.0321
120.	6806.9	9153.4	.0321
105.	6579.2	9314.2	.0301
180.	5211.5	7754.2	.0464
150.	5470.9	8569.4	.0313
120.	5457.2	9002.7	.0302
	EX = 404 KEV	EY = 216 KEV	
90.	5939.0	5939.0	.0386
135.	5573.3	5847.9	.0366
180.	4229.6	4868.9	.0482
165.	4391.3	5319.7	.0398
150.	4498.1	5744.8	.0414
120.	4553.6	6123.3	.0388
105.	4498.2	6368.1	.0407
180.	3419.5	5087.9	.0488
150.	3300.0	5169.0	.0386
120.	3307.4	5456.2	.0390

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 3A : MESSERGEBNISSE FUER DIE (832 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 1

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 832 KEV	
90.	4483.0	4483.0	.0690
165.	3380.4	3471.2	.1100
135.	3422.4	3684.9	.0790
105.	3944.2	4415.2	.0680
150.	3266.2	3800.4	.0720
180.	2415.5	2910.6	.0760
120.	2891.2	3647.9	.0770
90.	3212.2	4235.1	.0610
165.	3285.3	4516.4	.1100
135.	2816.1	4050.8	.0660
105.	2857.8	4314.9	.0570
150.	2460.7	3878.0	.0680
180.	1930.8	3177.6	.0730
120.	2072.8	3589.0	.0600
90.	2297.0	4174.1	.0660
105.	1699.2	3239.9	.0600
120.	1796.2	3598.9	.0610
135.	1904.4	4007.2	.0680
150.	1470.9	3250.3	.0660
165.	1245.4	2904.1	.0880
180.	1438.9	3518.6	.1030

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 3B : MESSERGEBNISSE FUER DIE (832 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 2

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 832 KEV	
90.	3610.3	3610.3	.0630
105.	2818.4	2925.7	.0540
120.	3240.3	3495.8	.0770
135.	2408.5	2710.4	.0690
120.	2843.6	3360.5	.0620
165.	1961.0	2410.0	.0630
180.	1921.4	2475.6	.0630
90.	2514.6	3414.1	.0630
105.	2426.7	3436.8	.0850
135.	1885.9	2793.2	.0920
150.	1536.5	2391.2	.0790
165.	1337.5	2181.0	.0670
180.	1416.3	2423.3	.0760
90.	1685.7	3043.4	.0610
105.	1624.6	3079.8	.0630
165.	1237.9	2455.7	.0830
180.	1009.3	2115.7	.0720

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 3C : MESSERGEBNISSE FUER DIE (832 - 216) KEV KASKADE
MESSUNG 3

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 216 KEV	EY = 832 KEV	
90.	1309.0	1309.0	.0790
135.	1233.9	1294.7	.0750
180.	1045.7	1203.8	.1110
165.	1038.3	1257.8	.0810
150.	967.0	1235.0	.0860
120.	1035.8	1392.9	.1080
105.	940.3	1331.2	.0790
180.	791.6	1177.8	.1200
150.	683.3	1070.3	.0780
120.	853.0	1407.2	.0980

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 4A : MESSERGEBNISSE FUER DIE (247 - 373) KEV KASKADE
MESSUNG 1

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 247 KEV	EY = 373 KEV	
90.	9980.0	9980.0	.0460
165.	10580.8	10865.0	.0390
135.	9525.4	10256.0	.0410
105.	9571.6	10714.5	.0400
150.	8405.3	9779.9	.0400
180.	9351.2	11267.7	.0420
120.	6863.4	8659.8	.0480
90.	6871.6	9059.8	.0420
165.	7351.1	10105.9	.0390
135.	6871.4	9894.2	.0410
105.	6412.2	9691.5	.0360
150.	6347.0	10002.6	.0390
180.	6078.3	10004.8	.0470
120.	5124.0	8872.1	.0390
90.	4939.8	8976.7	.0430
105.	4542.9	8662.0	.0430
120.	4107.3	8230.6	.0440
135.	4428.0	9317.3	.0360
150.	4776.7	10555.1	.0350
165.	3992.6	9310.1	.0430
180.	3709.7	9201.5	.0480
	EX = 373 KEV	EY = 247 KEV	
90.	7022.0	7022.0	.0480
165.	8036.7	8252.6	.0420
135.	6882.3	7410.2	.0470
105.	6160.0	6895.5	.0390
150.	7246.1	8431.1	.0410
180.	6360.0	7663.5	.0540
120.	5187.6	6545.4	.0460
90.	4474.5	5892.4	.0490
165.	5721.8	7866.0	.0400
135.	4458.1	6412.8	.0460
105.	4217.2	6367.4	.0430
150.	4411.0	6951.5	.0420
180.	4253.6	7000.2	.0510
120.	3990.0	6903.6	.0410
90.	3604.8	6550.7	.0470
105.	3333.6	6165.5	.0460
120.	3325.6	6663.2	.0410
135.	3066.7	6452.0	.0410
150.	2884.7	6241.8	.0450
165.	3082.0	7210.0	.0410
180.	3017.4	7378.5	.0500

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 48 : MESSERGEBNISSE FUER DIE (247 - 373) KEV KASKADE
MESSUNG 2

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 247 KEV	EY = 373 KEV	
90.	7858.0	7858.0	.0420
105.	7241.1	7516.8	.0420
120.	6719.7	7249.5	.0410
135.	7202.3	8105.2	.0390
120.	5805.6	6860.8	.0410
165.	6506.5	7996.2	.0360
180.	6096.9	7855.4	.0460
90.	5197.9	7057.2	.0410
105.	5027.9	7120.8	.0410
135.	4878.2	7205.2	.0430
150.	4590.5	7144.1	.0400
165.	4722.7	7701.0	.0390
180.	4307.5	7370.0	.0450
90.	3406.6	6150.4	.0420
105.	3734.7	7080.0	.0410
165.	3357.9	6661.3	.0400
180.	3593.1	7531.8	.0420
	EX = 373 KEV	EY = 247 KEV	
90.	5287.6	5287.6	.0450
105.	4876.9	5062.6	.0490
120.	5074.4	5474.5	.0440
135.	5330.7	5999.0	.0410
150.	4385.5	5182.6	.0430
165.	4687.3	5760.5	.0400
180.	4353.9	5609.7	.0500
90.	3806.9	5168.6	.0430
105.	3352.9	4748.6	.0440
135.	3814.1	5649.1	.0380
150.	3071.6	4780.3	.0450
165.	3505.0	5715.4	.0450
180.	3376.4	5601.4	.0500
90.	2564.7	4630.4	.0460
105.	2568.5	4869.2	.0460
165.	2757.9	5471.0	.0420
180.	2501.6	5243.8	.0540

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

TAB. 4C : MESSERGEBNISSE FUER DIE (247 - 373) KEV KASKADE
MESSUNG 3

WINKEL	N	NKORR	FEHLER
	EX = 247 KEV	EY = 373 KEV	
90.	3227.0	3227.0	.0550
135.	3117.1	3270.7	.0470
180.	2816.8	3242.6	.0600
165.	2976.6	3605.9	.0480
150.	2984.1	3811.2	.0450
120.	2594.6	3489.0	.0510
105.	2354.3	3333.0	.0520
180.	2340.3	3482.1	.0660
150.	2445.7	3830.8	.0450
120.	1878.6	3099.1	.0530
	EX = 373 KEV	EY = 247 KEV	
90.	2488.0	2488.0	.0510
135.	2463.9	2585.3	.0480
180.	2001.7	2304.3	.0620
165.	2275.9	2757.1	.0480
150.	2260.4	2886.9	.0490
120.	1858.4	2499.0	.0520
105.	1389.9	1967.7	.0670
180.	1815.5	2701.3	.0570
150.	1681.0	2633.0	.0450
120.	1445.2	2384.1	.0510

BEZEICHNUNGEN:
N : ZAHL DER KOINZIDENZEN IN 80000 S
NKORR : LEBENSDAUER- UND TOTZEITKORRIGIERTER MESSWERT
FEHLER: RELATIVER STATISTISCHER FEHLER DER MESSWERTE

Kaskade	Messg. Nr.	A_{22}^{*}	A_{44}^{*}
(404-216) keV	1 a	-0,1088 ± 0,0283	-0,0012 ± 0,0345
	1 b	-0,1231 ± 0,0293	0,0674 ± 0,0353
	2 a	-0,1249 ± 0,0214	-0,0271 ± 0,0277
	2 b	-0,1096 ± 0,0311	-0,0242 ± 0,0400
	3 a	-0,1198 ± 0,0215	-0,0325 ± 0,0241
	3 b	-0,1017 ± 0,0383	-0,0252 ± 0,0418
	$\overline{A_{KK}^{*}}$	-0,1160 ± 0,0036	-0,0090 ± 0,0153
	A_{KK}	-0,1173 ± 0,0036	-0,0093 ± 0,0159
(832-216) keV	1 a	-0,1771 ± 0,0382	-0,0062 ± 0,0433
	2 a	-0,2169 ± 0,0385	-0,0116 ± 0,0515
	$\overline{A_{KK}^{*}}$	-0,1969 ± 0,0271	-0,0087 ± 0,0336
	A_{KK}	-0,2004 ± 0,0276	-0,0093 ± 0,0358
(247-373) keV	1 a	0,0636 ± 0,0333	0,0284 ± 0,0409
	1 b	0,0950 ± 0,0347	0,0320 ± 0,0432
	2 a	0,0526 ± 0,0345	-0,0219 ± 0,0461
	2 b	0,0924 ± 0,0308	-0,0483 ± 0,0409
	3 a	0,0905 ± 0,0507	-0,0413 ± 0,0571
	3 b	0,1409 ± 0,0631	-0,0775 ± 0,0715
	$\overline{A_{KK}^{*}}$	0,0846 ± 0,0113	-0,0162 ± 0,0175
	A_{KK}	0,0855 ± 0,0114	-0,0168 ± 0,0182

Tab. 5: Gemessene Richtungskorrelationskoeffizienten A_{KK}^{*} für die verschiedenen Koinzidenzteilspektren, gewichtete Mittelwerte $\overline{A_{KK}^{*}}$ und raumwinkelkorrigierte Werte A_{KK}.

Tabelle 5 zeigt eine Zusammenstellung der auf diese Weise erhaltenen Zahlenwerte; der Index a in Spalte 2 bezeichnet jeweils dasjenige Koinzidenzteilspektrum, bei dem die niedrigere Quantenenergie im Detektor QE2 registriert wurde (Ex < Ey, linke Hälfte von Fig. 11).

Die Auswertung der Messung 3 ergab im Fall der (832-216)keV Kaskade so große Fehler ($\Delta A_{22} \approx 50$ %), daß der berechnete A_{22}-Wert bei der Mittelwertbildung nicht berücksichtigt wurde. Dies erscheint vertretbar, da ein Vergleich der für die (404-216)keV-Kaskade ermittelten A_{22}-Werte keinen signifikanten Unterschied zwischen den Messungen 1, 2 (festes Präparat) und Messung 3 (flüssiges Präparat)erkennen läßt; es kann daher angenommen werden, daß der 216-keV-Zwischenzustand in der festen Quelle nicht gestört ist (vgl. Kap. 3.1.). Die beiden, in Tab. 3A eingeklammerten Meßwerte wurden ebenfalls für die Berechnung der A-Koeffizienten nicht verwendet: sie liegen soweit außerhalb der für die übrigen Meßwerte beobachteten Streubreiten, daß eine Verfälschung durch nachträglich nicht mehr festellbare Störeinflüsse während der Messung nicht ausgeschlossen werden kann.

7. Diskussion der Meßergebnisse

7.1. Voraussetzungen

Bei der folgenden Diskussion der Meßergebnisse wird vorausgesetzt, daß im Zerfallsschema des ^{131}Cs Spin und Parität sowohl des Grundzustandes ($J^\pi = 5/2^+$), als auch des angeregten Zustandes bei 620 keV ($J^\pi = 1/2^+$) eindeutig bestimmt sind (vgl. Kap. 2.1.). Ferner wird davon ausgegangen, daß für Spin und Parität des ^{131}Ba-Grundzustands neben $J^\pi = 1/2^+$ möglicherweise auch der Wert $J^\pi = 3/2^+$ in Frage kommt, und daß die Elektroneneinfangübergänge vom ^{131}Ba in die Anregungszustände des ^{131}Cs bei (216,373,620 und 1048) keV erlaubt (aber behindert) sind; so daß für die Spins der direkt vom ^{131}Ba her eingespeisten Niveaus des ^{131}Cs die Werte $1/2^+$, $3/2^+$ und $5/2^+$ in Betracht gezogen werden können.

7.2. Die (404-216)-keV-Kaskade

Die Voraussetzungen 7. 1. lassen für diese Kaskade drei verschiedene Spinfolgen zu:

$$(1)\quad J^{\pi}_{620} = 1/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{216} = 1/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{o} = 5/2^{+}$$

Die gemessene Anisotropie ($A_{22} \neq 0$) steht im Widerspruch zu der Spinzuordnung $J^{\pi} = 1/2^{+}$ für den 216 keV-Zwischenzustand und schließt daher diese Spinfolge aus.

$$(2)\quad J^{\pi}_{620} = 1/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{216} = 5/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{o} = 5/2^{+}$$

Die graphische Auswertung der Richtungskorrelationsmessung nach Arns und Wiedenbeck (Fig. 12) liefert folgendes Bild: Der 404-keV-Übergang muß aufgrund der Drehimpulsauswahlregeln ein reiner E2-Übergang sein, d.h. $Q(404)=1$, $A_2(404) = -0{,}5345$, $A_4(404) = -0{,}6172$. Unter Berücksichtigung der gemessenen A_{22}-Werte ergeben sich damit für den Mischungsparameter $Q(216)$ des 216-keV-Überganges die zwei möglichen Wertebereiche: $0{,}2907 \leq Q(216) \leq 0{,}3033$ und $0{,}9987 \leq Q(216) \leq 0{,}9995$, unter Berücksichtigung der A_{44}-Werte dagegen ein Bereich $0 \leq Q(216) \leq 0{,}0270$. Der nach A_{44} erlaubte Bereich ist mit keinem der nach A_{22} erlaubten verträglich, daher muß auch diese Spinfolge ausgeschlossen werden.

$$(3)\quad J^{\pi}_{620} = 1/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{216} = 3/2^{+} \;\text{—}\; J^{\pi}_{o} = 5/2^{+}.$$

Nach Fig. 13 (obere Hälfte) lassen die gemessenen A_{22}-Werte zusammen mit $-1 \leq A_2(404) \leq +1$ zwei Wertebereiche für $A_2(216)$ zu: $A_2(216) \leq -0{,}1137$ und $A_2(216) \geq +1137$ (in Fig. 13 nach rechts abfallend schraffiert \\\\).

Berücksichtigt man zusätzlich die Konversionsmessungen von Hasselgren et al. [37] mit:

$$0 \leq Q(216) \leq 0{,}024 \;\hat{=}\; -0{,}0749 \leq A_2(216) \leq 0{,}2873$$

(vgl. Fig. 13: |||||) so ergibt sich ein gemeinsamer Bereich: $+\,0{,}1137 \leq A_2(216) \leq +\,0{,}2873$; dieser kann durch die Ergebnisse

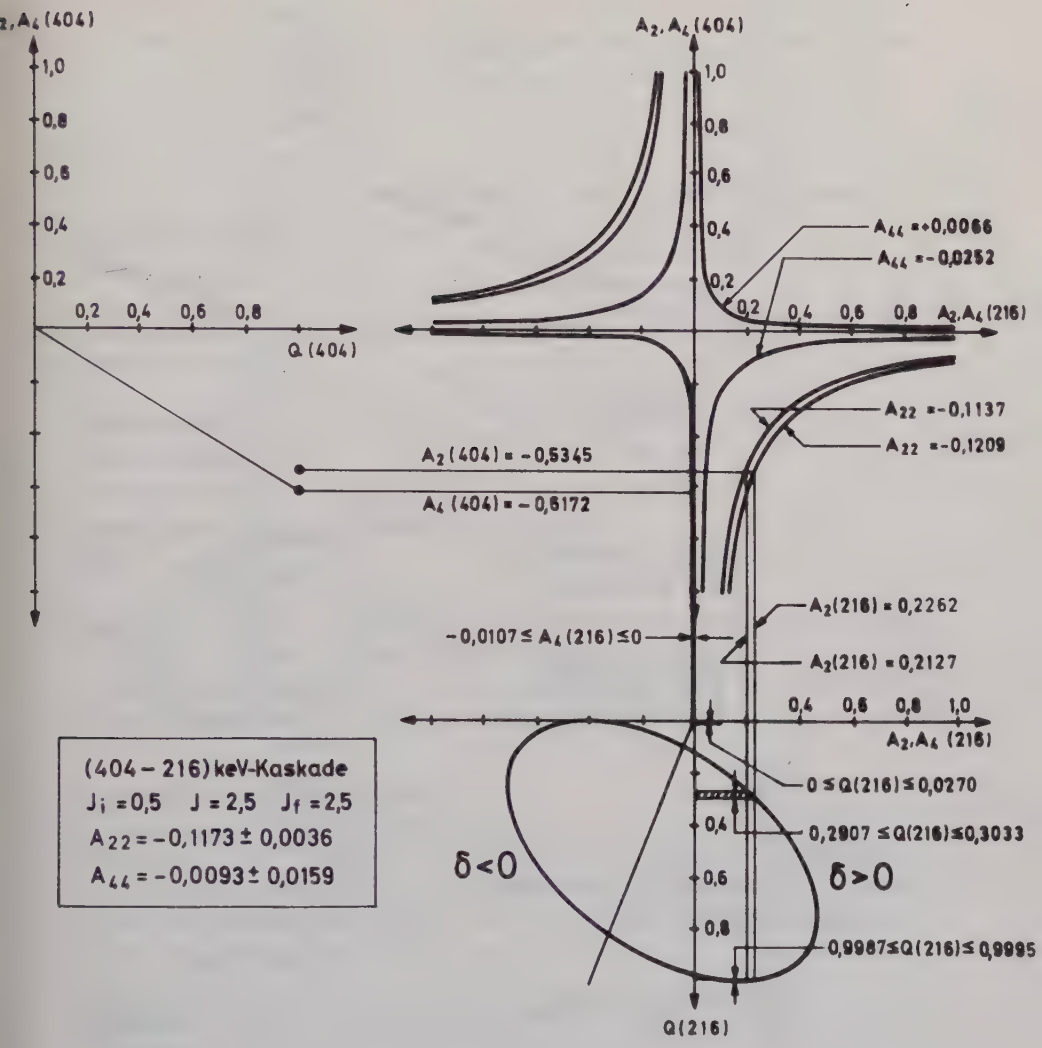


Fig.12: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelation an der (404 - 216)keV-Kaskade für die Spinfolge $1/2^+ - 5/2^+ - 5/2^+$

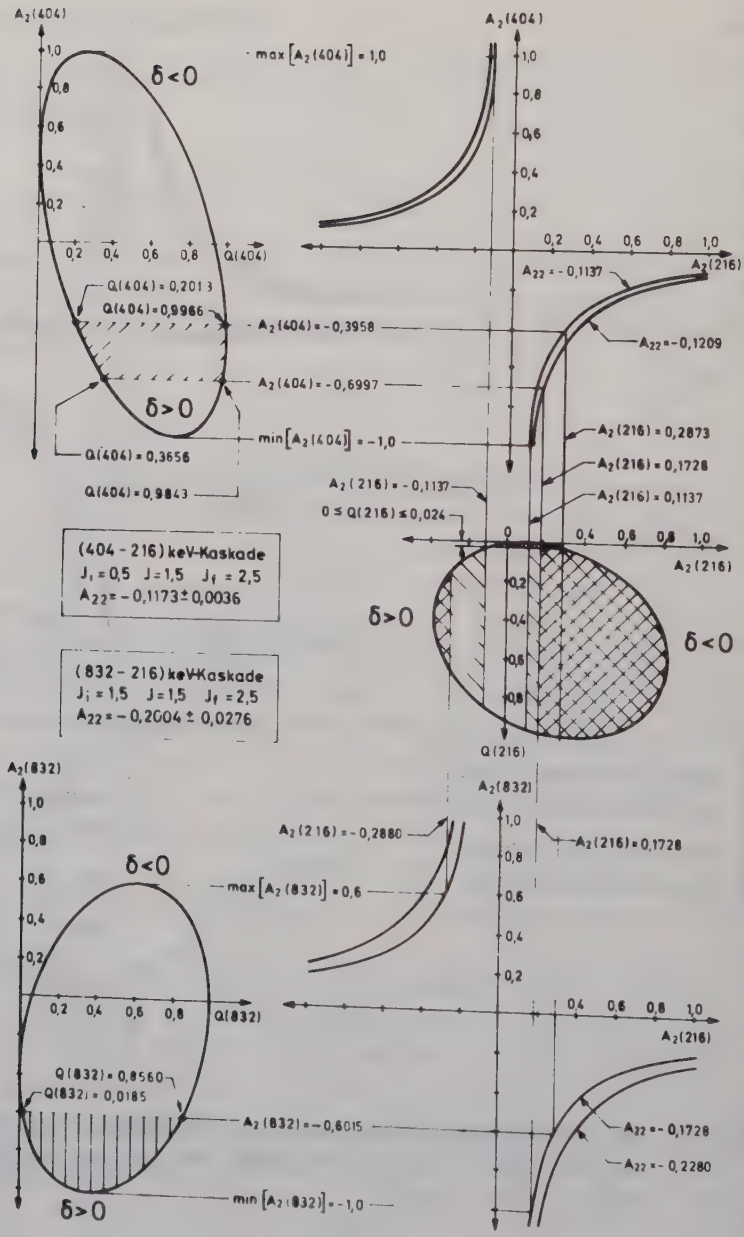


Fig.13: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelationen an den Kaskaden (404-216) keV und (832-216) keV für die Spinfolgen $1/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$ bzw. $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$

der Richtungskorrelationsmessung an der (832-216) keV-Kaskade (vgl. Kap. 7.3. und Fig. 12, untere Hälfte: XXXX) weiter eingeschränkt werden auf einen Teilbereich:

$0{,}1728 \leq A_2(216) \leq 0{,}2873 \;\hat{=}\; 0{,}0037 \leq Q(216) \leq 0{,}024$
(in Fig. 13 geschwärzt).
Damit ist gleichzeitig der A_2-Koeffizient $A_2(404)$ des 404keV-Überganges festgelegt auf:

$$-0{,}6997 \leq A_2 \leq -0{,}3958 \text{ (obere Ellipse:////)},$$

so daß für den Mischungsparameter Q(404) dieses Überganges nur die Wertebereiche:

$0{,}2013 \leq Q(404) \leq 0{,}3656$ und $0{,}9843 \leq Q(404) \leq 0{,}9966$

in Frage kommen.

Ein Vergleich mit den Konversionsdaten:

$-20 \leq \delta(404) \leq +2 \quad \hat{=} \quad 0{,}8 \leq Q(404) \leq 0{,}9975$

von Hasselgren et al. [37] schließt den ersten Bereich aus, für den zweiten ergibt sich eine gute Übereinstimmung.
Der theoretische Wert $A_{44}^{Th} \equiv 0$ für diese Spinfolge ist ebenfalls mit dem gemessenen Wert gut verträglich.

7.3. Die (832-216)keV-Kaskade

Nachdem im vorstehenden Kapitel dem 216 keV-Zwischenzustand eindeutig der Spin $J^\pi(216) = 3/2^+$ zugeordnet werden konnte, kommen nach den Voraussetzungen (7. 1 .) für die (832-216)keV-Kaskade folgende Spinfolgen in Frage:

(1) $J^\pi(1048) = 5/2^+ \;\text{—}\; J^\pi(216) = 3/2^+ \;\text{—}\; J_o^\pi = 5/2^+$

Die Konversionsdaten von Hasselgren et al. [37] ($0 \leq Q(216) \leq 0{,}024$) lassen für den A_2-Koeffizienten des 216keV-Überganges einen Bereich $-0{,}0749 \leq A_2(216) \leq 0{,}2873$ zu (vgl. Fig. 14: |||||); die Auswertung der gemessenen A_{22} verbietet demgegenüber alle Werte $-0{,}2072 \leq A_2(216) \leq 0{,}4585$ (nicht schraffierter Bereich der unteren Ellipse in Fig. 14). Aufgrund dieser Diskrepanz kann die

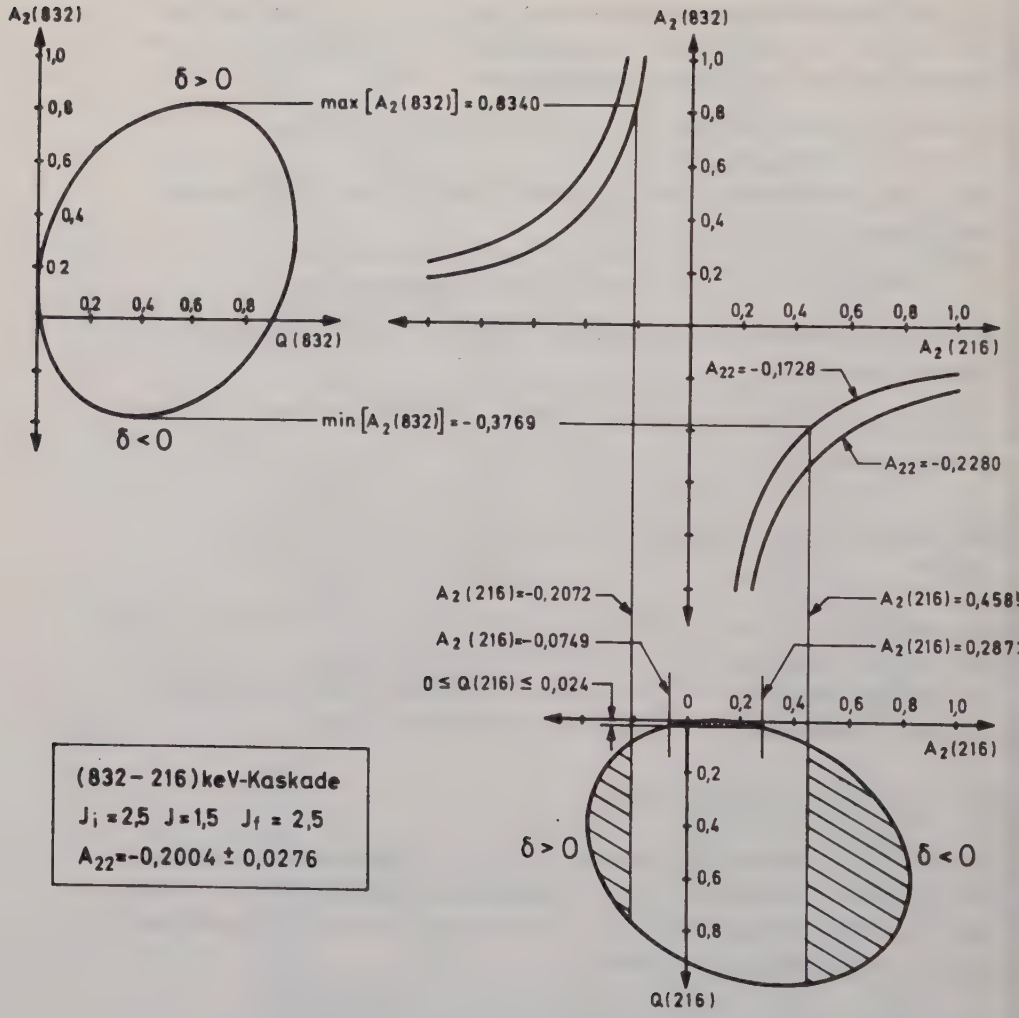


Fig. 14: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelation an der (832-216) keV - Kaskade für die Spinfolge $5/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$

obengenannte Spinfolge eindeutig ausgeschlossen werden.

(2) $J^{\pi}(1048) = 1/2^{+} \rightarrow J^{\pi}(216) = 3/2^{+} \rightarrow J_o^{\pi} = 5/2^{+}$

Die Auswertung der gemessenen A_{22} liefert mit $-1,0 \leq A_2(832) \leq +1,0$ zwei mögliche Wertebereiche für $A_2(216)$: $A_2(216) \leq -0,1728$ und $A_2 \geq 0,1728$ (vgl. Fig. 15: \\\\). Mit den oben erwähnten Konversionsdaten [37](||||) existiert ein schmaler Überlappungsbereich: $0,1728 \leq A_2(216) \leq 0,2873$ (■). Die Spinfolge 1/2 - 3/2 - 5/2 kann daher durch die vorliegende Richtungskorrelation nicht ausgeschlossen werden, sie ist aber nach den Überlegungen in Kap. 2 zur Spinzuordnung für den 1048 keV-Zustand äußerst unwahrscheinlich. Hinsichtlich A_{44} vgl. 7.2(3).

(3) $J^{\pi}(1048) = 3/2^{+} \rightarrow J^{\pi}(216) = 3/2^{+} \rightarrow J_o^{\pi} = 5/2^{+}$

Wegen $-1 \leq A_2(832) \leq 0,6$ lassen die gemessenen A_{22} für $A_2(216)$ die Bereiche $A_2(216) \leq -0,2880$ und $A_2(216) \geq 0,1728$ zu (Fig. 13, untere Hälfte: XXXX). Ebenso, wie in 7.3. (2) ist mit den Konversionsdaten [37] nur der Teilbereich:

$0,1728 \leq A_2(216) \leq 0,2873 \;\hat{=}\; 0,0037 \leq Q(216) \leq 0,024$ (■).
verträglich; dies beschränkt $A_2(832)$ auf die Werte:

$-1 \leq A_2(832) \leq -0,6015 \;\hat{=}\; 0,0185 \leq Q(832) \leq 0,8560$
(untere Ellipse: |||||).
Hinsichtlich A_{44} vgl. 7.2.(3).

7.4. Die (247-373)keV-Kaskade

Nach den Voraussetzungen in Kap. 7.1. sind drei verschiedene Spinfolgen möglich:

(1) $J^{\pi}(620) = 1/2^{+} \rightarrow J^{\pi}(373) = 1/2^{+} \rightarrow J^{\pi}(o) = 5/2^{+}$

Diese Spinfolge ist eindeutig auszuschließen, da die gemessene Anisotropie ($A_{22} \neq 0$) mit der Spinzuordnung $J^{\pi}(373) = 1/2^{+}$ nicht zu vereinbaren ist.

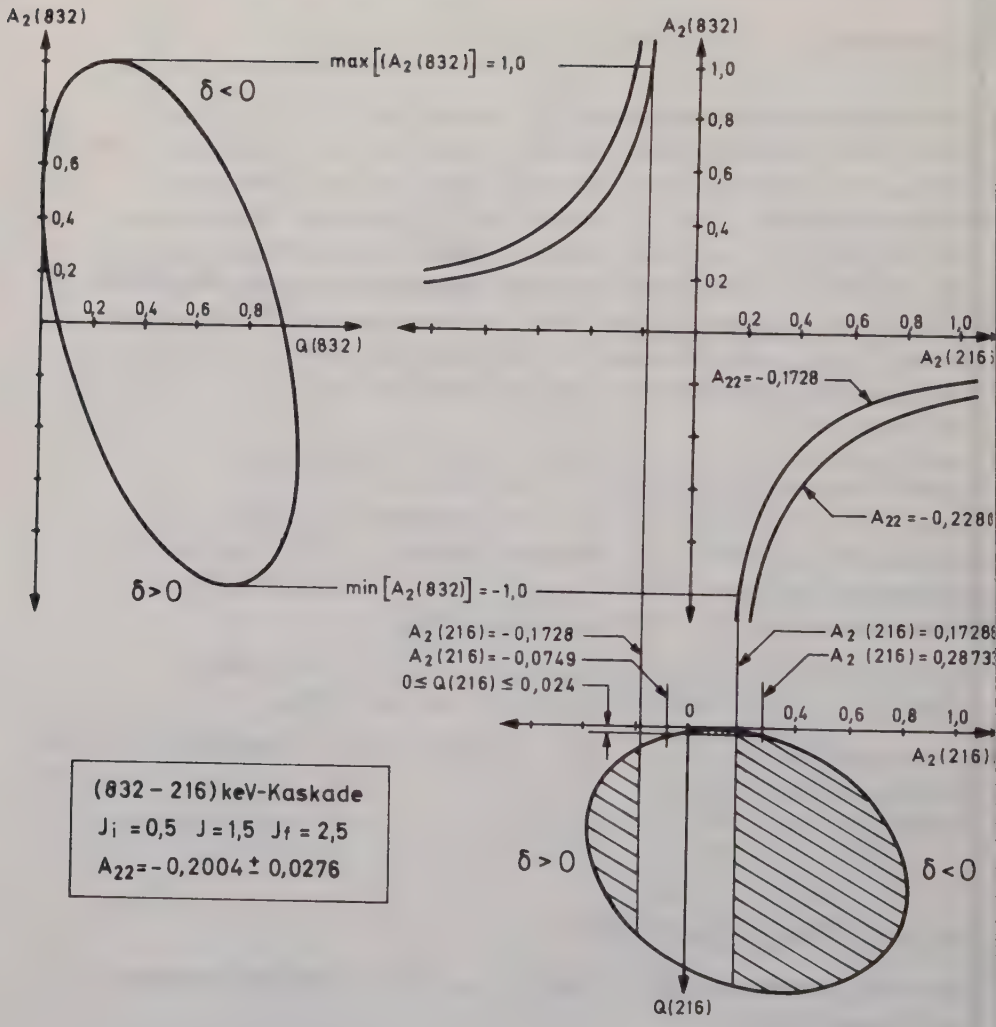


Fig. 15: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelation an der (832-216) keV-Kaskade für die Spinfolge $1/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$

(2) $J^{\pi}(620) = 1/2^{+}$ — $J^{\pi}(373) = 5/2^{+}$ — $J^{\pi}(o) = 5/2^{+}$

Analog zu den Betrachtungen in Kap. 7. 2. (2) ergibt die Auswertung der gemessenen A_{22} für den Mischungsparameter Q(373) des 373-keV-Zustandes zwei mögliche Wertebereiche (vgl. Fig. 16): $0{,}8969 \leq Q(373) \leq 0{,}9178$ und $0{,}0479 \leq Q(373) \leq 0{,}0645$, währenddem die Auswertung der gemessenen A_{44} einen Wertebereich $0 \leq Q(373) \leq 0{,}0058$ liefert.

Der letztere, nach A_{44} erlaubte Bereich ist mit keinem der beiden anderen, nach A_{22} erlaubten Bereiche verträglich, daher muß auch die Spinfolge $1/2^{+}$ - $5/2^{+}$ - $5/2^{+}$ ausgeschlossen werden.

(3) $J^{\pi}(620) = 1/2^{+}$ — $J^{\pi}(373) = 3/2^{+}$ — $J^{\pi}(o) = 5/2^{+}$

Die gemessenen A_{22}-Werte lassen mit $-1 \leq A_2(247) \leq +1$ zwei breite Bereiche für A_2 (373) zu (vgl. Fig. 17: \\\\):
$-0{,}3769 \leq A_2(373) \leq -0{,}0741$ und $+0{,}0741 \leq A_2(373) \leq 0{,}8340$
Über den Mischungsparameter Q(373) liegen nur pauschale Angaben aus Konversionsmessungen vor (////): $Q(373) \leq 0{,}51 \mathrel{\hat{=}} -0{,}3769 \leq A_2(373) \leq 0{,}8226$ [37]
Insgesamt ergeben sich aus beiden Messungen zwei gemeinsame Bereiche für A_2 (373) (XXXX):
$-0{,}3769 \leq A_2(373) \leq -0{,}0741$ und $+0{,}0741 \leq A_2(373) \leq 0{,}8226$.
und dementsprechend für $A_2(247)$ (obere Ellipse: ////):
$-1 \leq A_2(247) \leq -0{,}1966$ und $0{,}0901 \leq A_2(247) \leq +1$.
Man erkennt unmittelbar, daß mit diesen Werten keine einschränkende Aussage über den Mischungsparameter Q(247) des 247-keV-Niveaus möglich ist.
Hinsichtlich A_{44} vgl. 7.2.(3).

7.5. Übersicht und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse aus den verschiedenen $\gamma\gamma$-Winkelkorrelationsmessungen an den drei vorstehend diskutierten Kaskaden zeigt Tab. 6. Die eigenen Messungen an den Kaskaden (832-216)keV und (404-216)keV bestätigen in Übereinstimmung mit den Messungen von Khodzhaevet al. [36] für die (832-216)keV-

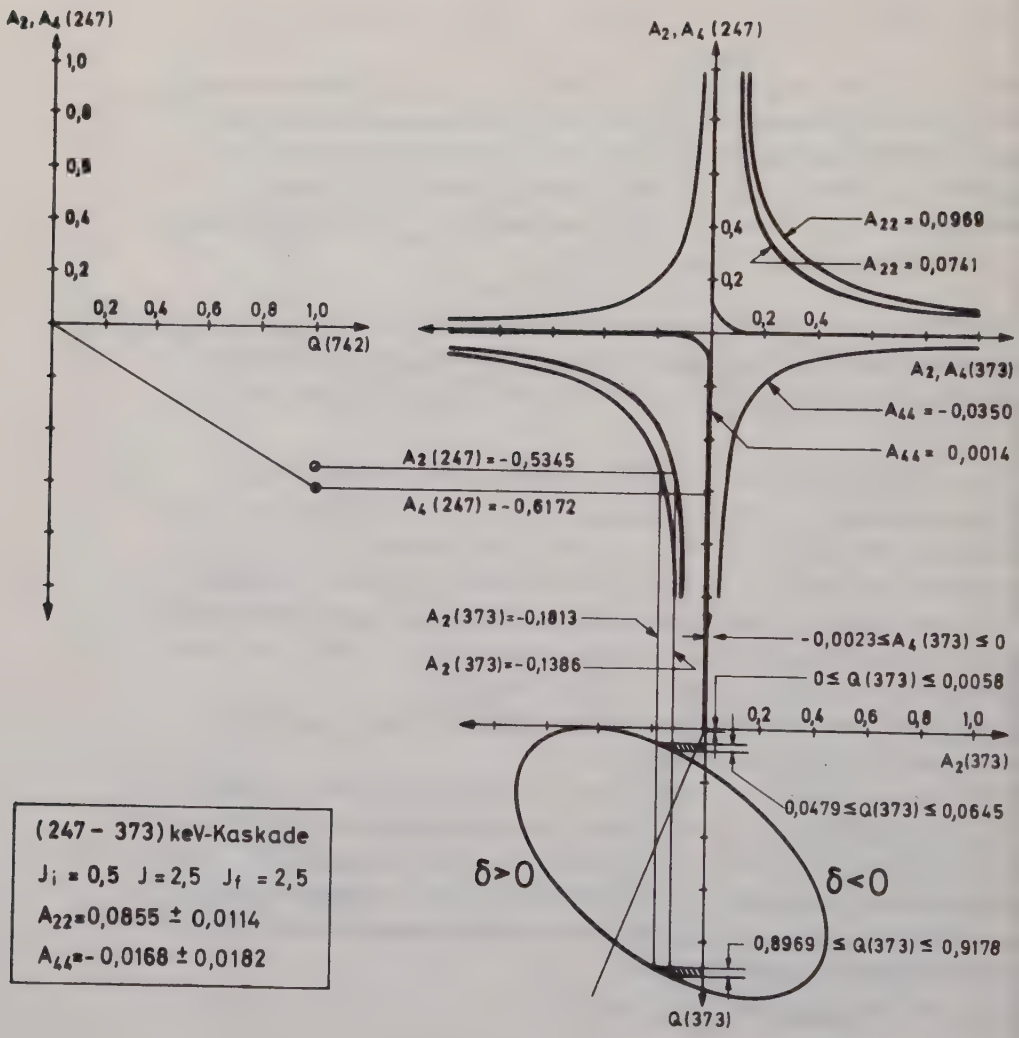


Fig. 16: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelation an der (247-373) keV-Kaskade für die Spinfolge $1/2^+ - 5/2^+ - 5/2^+$

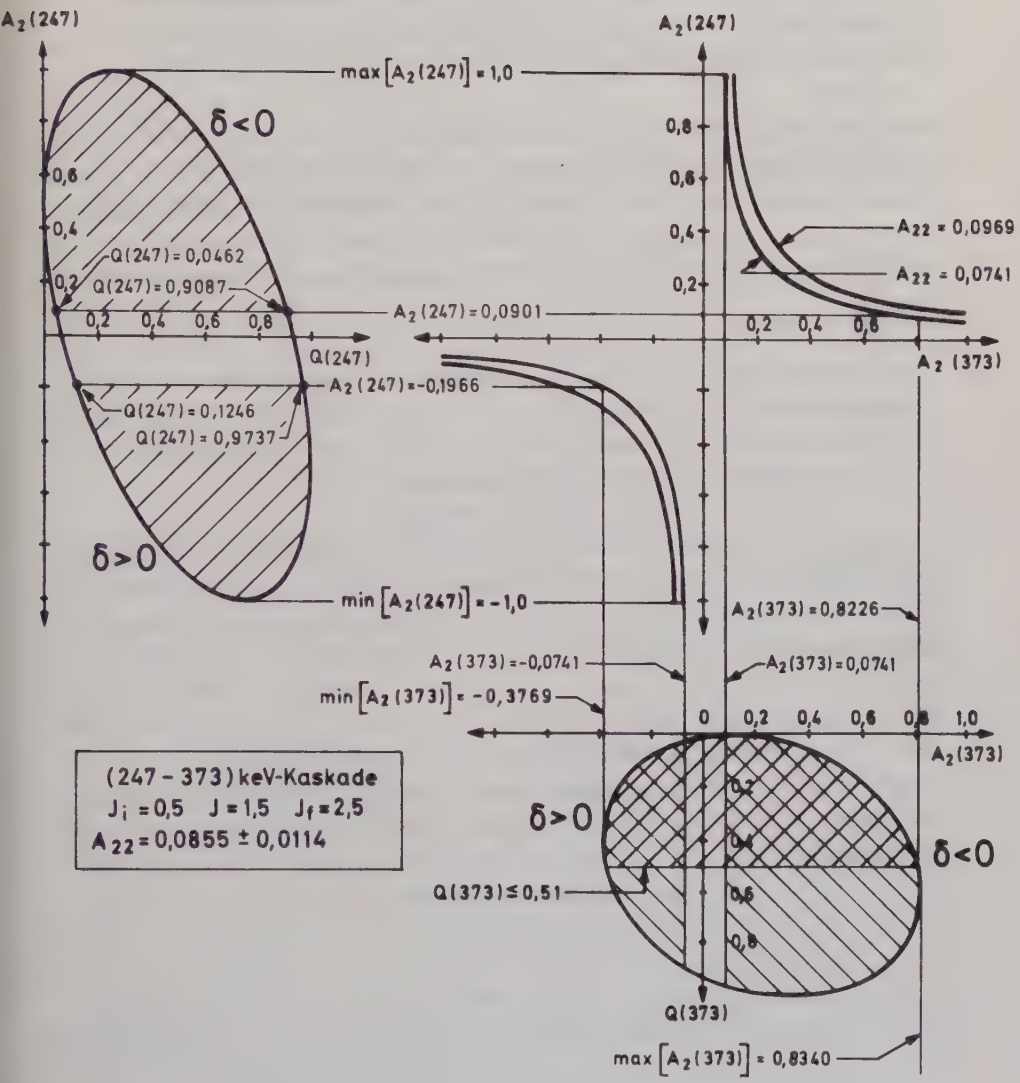


Fig. 17: Arns-Wiedenbeck-Diagramm der gemessenen Richtungskorrelation an der (247-373) keV-Kaskade für die Spinfolge $1/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$

Kaskade die Spinfolge $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$, die aufgrund von Diskussionen der Multipol-Mischungsverhältnisse bei den beteiligten Übergängen schon vorausgesagt wurde (vgl. Kap. 2.).

Die von Mangal et al. [35] mitgeteilten A_{22}-und A_{44}-Werte sind nach Ansicht des Verfassers mit dieser Spinfolge ebenfalls verträglich - der Grund für die gegenteilige Auffassung der Autoren ist aus der zitierten Veröffentlichung nicht ersichtlich, da nähere Angaben über diesen Teil der Auswertung fehlen.

Die Ergebnisse von Hirose et al.[28] sind demgegenüber mit der angenommenen Spinfolge $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$ nicht zu vereinbaren, da der gemessene A_{44}-Koeffizient ($A_{44} \neq 0$) die Spinzuordnung $3/2^+$ für den 216 keV-Übergang verbietet.

Im Fall der (247-373)-Kaskade stehen die eigenen Messungen im Widerspruch zu denen von Khodzhaev et al. [36] (vgl. auch Kap.2.), sie bestätigen jedoch auch hier die vorliegenden Konversionsmessungen [26] [33] [37].

Tab. 7 zeigt eine Übersicht über die bisher vorliegenden Angaben über die Mischungsparameter Q der verschiedenen, an den Kaskaden (404-216)keV, (832-216)keV und (247-373)keV beteiligten γ-Übergänge.

Kaskade (832-216) keV			
Autoren	A_{22}	A_{44}	Spinfolge
Hirose et al.[28]	-0,185±0,025	+0,049±0,029	(3/2-3/2-5/2)+)
Mangal et al.[35]	-0,231±0,019	+0,009±0,027	3/2-5/2-5/2
Khodzhaev et al. [36]	-0,117±0,016	-0,006±0,030	3/2-3/2-5/2
eigene Messung	-0,200±0,028	-0,009±0,036	3/2-3/2-5/2

+) nicht mit dem gemessenen A_{44} verträglich!

Kaskade (247-373) keV			
Autoren	A_{22}	A_{44}	Spinfolge
Khodzhaev et al. [36]	0,157±0,022	-0,052±0,027	3/2 - 5/2 - 5/2
eigene Messung	0,086±0,011	-0,017±0,018	1/2 - 3/2 - 5/2

Kaskade (404-216) keV			
	A_{22}	A_{44}	Spinfolge
eigene Messung	-0,117±0,004	-0,009±0,016	1/2 - 3/2 - 5/2

Tab. 6: Übersicht über die bisher gemessenen, raumwinkelkorrigierten Richtungskorrelationskoeffizienten A_{22}, A_{44} und die daraus hergeleiteten Spinfolgen für die Kaskaden (832-216)keV, (404-216)keV und (247-373)keV.

Autor \ Übergang	216 keV	247 keV	373 keV	404 keV	832 keV
Horen et al.[26]	Q < 0,09	0,06≤ Q ≤ 0,22	0,28 ≤ Q≤ 0,6		
Hirose et al.[28]					0,862≤Q≤0,932
Karlsson [29]	Q < 0,13	0,08≤ Q ≤ 0,28	0,36 ≤ Q≤ 0,56		
Mangal et al.[35]					0,86≤ Q≤ 0,9
Hasselgren et al. [37]	Q < 0,024		Q < 0,51	0,8 < Q ≤ 1	
eigene Messung	0,0037 ≤Q ≤0,024			0,984≤ Q≤ 0,997	0,019≤Q≤0,856

Tab. 7: Übersicht über die bisher ermittelten Werte für die Multipol-Mischungsverhältnisse der an den Kaskaden (404-216) keV, (832-216) keV und (247-373) keV beteiligten γ-Übergänge.

7.6. Modelltheoretische Deutungsversuche

Neben den zahlreichen experimentellen Untersuchungen zur Aufklärung des Zerfallsschemas des ^{131}Cs liegt eine Reihe von Arbeiten vor, in denen versucht wird, die gefundenen Energiezustände modelltheoretisch zu interpretieren und so zu einer einheitlichen Modellbeschreibung des ^{131}Cs-Kernes zu gelangen:

Person und Rasmussen [47] führten Rechnungen auf der Grundlage des Davydov-Filippov-Modells (asymmetrischer Rotor) durch, Kisslinger, Sorensen, Freed [48-51] behandelten den ^{131}Cs-Kern im Rahmen einer Studie über sphärische Kerne, in der zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen kurzreichweitige Paarungs- und langreichweitige Quadrupolkräfte (Phononen- + Quasiteilchenanregung) verwendet wurden,
Bleuler et al. [52] bauten ihre Rechnungen auf das Hartree-Fock-Bogolyubov-Verfahren (Schalenmodell + Paarungskorrektur) auf, Freed und Miles [53] versuchten eine Beschreibung auf der Basis des "Unified Model", während Fechner et al. [34] dafür das Rumpfanregungsmodell von de Shalit [54] heranzogen. Zu erwähnen sind schließlich auch noch die theoretischen Voraussagen von Khodzhaev et al. [36], die auf eine Studie von Davydov und Sardaryan [55] über schwach deformierte Kerne mit ungerader Massenzahl und Grundzustands-Spin $5/2^+$ zurückgehen.

Insgesamt ergibt sich beim kritischen Vergleich der theoretischen Voraussagen mit den vorliegenden experimentellen Daten (eine ausführliche Diskussion - mit Ausnahme von [47] und [36] - findet sich bei Fechner et al. [34]) etwa folgendes Bild:

Der Grundzustand und der erste angeregte Zustand (79 keV) des ^{131}Cs können als $d_{5/2}$ bzw. $g_{7/2}$-Einteilchenzustände gedeutet werden; damit erklärt sich insbesondere die starke Retardierung der M1-Komponente des 79-keV-Überganges als Folge des l-Verbotes für einen M1-Übergang zwischen den beiden Zuständen [51]. Die Anregungszustände bei 124 keV ($J^\pi = 1/2^+$) und 134 keV ($J^\pi = 5/2^+$) sind wahrscheinlich kollektiver Natur [34], alle höherenergetischen Zustände werden durch keines der benutzten Modelle zufriedenstellend beschrieben.

Auffällig ist, daß alle Modelle für den Energiebereich zwischen 200 keV und 1 MeV Anregungsniveaus mit hohen Spinwerten ($5/2^+$ - $11/2^+$) liefern, die im Experiment nicht beobachtet werden. Selbst wenn man diese Diskrepanz auf den beim Zerfall des ^{131}Ba wirksam werdenden Anregungsmechanismus zurückführt - beim Zerfall des ^{131}Ba aus seinem Grundzustand können bei den niedrigen log ft-Werten nur Niveaus mit niedrigen Spinwerten bevölkert werden - so bleibt die Frage offen, warum die zahlreichen experimentell gefundenen $3/2^+$-Niveaus durch keine der vorliegenden Modellbetrachtungen erklärt werden können.

8. Zusammenfassung

Durch die Entwicklung schneller, zweiparametriger Vielkanalanalysatoren und leistungsfähiger Datenverarbeitungsmethoden wurde es in den letzten Jahren möglich, $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen auch an komplexen Zerfallsspektren mit relativ schwachen Kaskaden erfolgreich durchzuführen.

In Anbetracht der dazu notwendigen langen Meßzeiten müssen die verwendeten Meßanordnungen besonders hohen Anforderungen hinsichtlich Langzeitstabilität und Betriebssicherheit genügen.

Mit einer, unter spezieller Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte aufgebauten Meßapparatur wurden Richtungskorrelationsmessungen an den Kaskaden (404-216) keV, (832-216) keV und (247-373) keV im Zerfallsspektrum des ^{131}Cs, über die bisher nur widersprüchliche oder gar keine Daten aus derartigen Messungen vorlagen, durchgeführt. Die Meßergebnisse setzen die Spins der Anregungszustände bei 216 keV und 373 keV auf $J^\pi = 3/2^+$ fest und legen die gleiche Spinzuordnung auch für den 1048 keV-Zustand nahe; sie ermöglichen außerdem einschränkende Aussagen über die Multipol-Mischungsverhältnisse der γ-Übergänge 216 keV, 404 keV und 832 keV.

Verschiedene Versuche zur modelltheoretischen Deutung des Zerfallsspektrums des ^{131}Cs haben bisher nur bei den untersten Anregungszuständen zu befriedigenden Ergebnissen geführt, eine vollständige Beschreibung des gesamten Termschemas steht noch aus.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] K. Siegbahn, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spektroscopy, Bd. I,II, North Holland Publishing Company

[1a] H. Frauenfelder, R.M. Steffen, S.R. De Groot, H.A. Tolhoek, W.J. Huiskamp; II,997

[1b] M. Ferentz, N.Rosenzweig; II,1687

[1c] M.J.L. Yates; II,1961

[1d] A.H. Wapstra; I,539

[2] E. Kowalski, Nuclear Electronics Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York

[3] F.C. Yu, D. Gideon, J.D. Kurbatov Phys. Rev. 71,382 (1947)

[4] S. Katcoff, Phys. Rev. 72,1160 (1947)

[5] E. Kondaiah, Arkiv Fysik 2,295 (1950)

[6] E.B. Dale, E. Richte, T. Redfield, J.D. Kurbatov Phys. Rev. 80,763 (1950)

[7] E.L. Zimmermann, E.B. Dale, D.G. Thomas, J.D. Kurbatov Phys. Rev. 80,908 (1950)

[8] W.H. Cuffy, Phys. Rev. 82,461 (1951)

[9] R. Canada, A.C.G. Mitchell, Phys. Rev. 83,76 (1951)

[10] M.W. Elliot, L.S. Cheng, J.R. Haskins, J.D. Kurbatov Phys. Rev. 88,263 (1952)

[11] J.M. Cork, J.M. Le Blanc, W.H. Nester, M.K. Brice Phys. Rev. 91,76 (1953)

[12] W. Payne, M. Goodrich, Phys. Rev. 91,497 (1953)

[13] E.H. Bellamy, K.F. Smith, Phil. Mag. 44,33 (1953)

[14] D.C. Lu, W.H. Kelly, M.L. Wiedenbeck Phys. Rev. 97,139 (1955)

[15] C. Coleman, Phil. Mag. 46,1135 (1955)

[16] W.A. Nierenberg, J.C. Hubbs, H.A. Shugart, H.B. Silsbee, Bull. Am. Phys. Soc. 1,343 (1956) P.O. Strom

[17] W.C. Beggs, B.L. Robinson, R.W. Fink Phys. Rev. 101,149 (1956)

[18] M.H. Vartapetian, L. Dick, R. Foucher, N. Perin Compt. Rend. 242,103 (1956)

[19] M.H. Vartapetian, Compt. Rend. 243,1512 (1956)

[20] L.S. August, R. Campbell, M. Goodrich
Bull. Am. Phys. Soc. 2,231 (1957)

[21] T. Lindquist, E. Karlsson
Arkiv Fysik 12,519 (1957)

[22] J.R. Haskins, ARGMA-Tr-1C32, No.R 1959

[23] E. Bodenstedt, J.J. Körner, C. Günter, D. Hovestadt,
J. Radeloff; Nucl. Phys. 20,557 (1960)

[24] T.D. Nainan, Phys. Rev. 123,1751 (1961)

[25] W.H. Kelly, D.J. Horen
Nucl. Phys. 47,454 (1963)

[26] D.J. Horen, J.M. Hollander, R.L. Graham
Phys. Rev. 135,B 301 (1964)

[27] T. Hirose, K. Hisatake
Journ. Phys. Soc. Japan 19,1542 (1964)

[28] T. Hirose, K. Hisatake
J. Phys. Soc. Japan 20, 1104 (1965)

[29] K. Karlsson, Ark. Fys. 33,47 (1966)

[30] S.K. Sen, D.A. Dohan, Nucl. Phys. A96,42 (1967)

[31] V. Radhakrishna Murty, S. Jnanananda
Proc. Phys. Soc. 91,600 (1967)

[32] S.K. Sen, S.I.H. Rizvi, D.A. Dohan
Z.Physik 209,254 (1968)

[33] T. Kucarova, B. Kracik, V. Zvolska
Yad. Fiz. 7,713 (1968)
Sov. J. Nucl. Phys. 7,433 (1968)

[34] J.Fechner, A. Hammesfahr, A. Kluge, S.K. Sen, H.Toschinski,
J.Voss, P. Weigt, B. Martin
Nucl. Phys. A130,545 (1969)

[35] P.C. Mangal, S.P.Sud, P.Bawa, P.N.Trehan
Aust.J.Phys. 23,79 (1970)

[36] K.M. Khodzhaev, R.B.Begzhanov, K.T.Salikhbaev
Yad. Fiz. 10,673 (1969)

[37] L.Hasselgren, S.Antman, H.S.Sahota, J.E.Thun
Nucl.Phys. A153,625 (1970)

[38] A.J.Ferguson, Angular Correlation Methods in Gamma Ray
Spectroscopy, North-Holland Publishing Company,Amsterdam 1965

[39] U.Cappeller; Richtungs- und Polarisationseffekte bei der γ-Emission eines Atomkernes
Institutsinterner Arbeitsbericht, Marburg 1958

[40] R.G.Arns, M.L.Wiedenbeck; Phys.Rev. 111,1631 (1958)

[41] H.de Waard; Nucleonics 13,Nr.7,36 (1955)

[42] K.Fricke, J.Nitschke; Nukleonik 6,115 (1964)

[43] R.Sturm; Dissertation, Marburg 1971

[44] F.W.Theile; Dissertation, Marburg 1971

[45] M.Scholz; Diplomarbeit, Marburg 1969

[46] M.E.Rose; Phys.Rev. 91,610 (1953)

[47] L.W.Person, J.O.Rasmussen; Nucl.Phys. 36,666 (1962)

[48] L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen; Rev.Mod.Phys. 35,853 (1963)

[49] R.A.Sorensen; Phys.Rev. 132,2270 (1963)

[50] R.A.Sorensen; Phys.Rev. 133, B281 (1964)

[51] N.Freed, L.S.Kisslinger; Nucl.Phys. A116,401 (1968)

[52] K.Bleuler, M.Beiner, K.Erkelenz, R.Schneider
Ark.Fys. 36,385 (1966)

[53] N.Freed, W.Miles; Nuovo. Cim. 60,301 (1969)

[54] A. de-Shalit; Phys.Rev. 122,1530 (1961)

[55] A.S.Davydov, R.A.Sardaryan
Sov.Phys. JETP, 13,1003 (1961)

Lebenslauf

Am 2. Okt. 1931 wurde ich, Richard Thielmann, als Sohn des Rektors Richard Thielmann und seiner Ehefrau Frieda geb. Schnörch, in Marburg/Lahn geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule in Friedensdorf/Lahn (1938-1939) und in Wallau/Lahn (1939-1942) trat ich im Herbst 1942 in das Staatliche Realgymnasium in Biedenkopf/Lahn ein, wo ich am 6. 3. 1951 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommersemester 1951 immatrikulierte ich mich an der Philipps-Universität in Marburg für das Studium der Physik und legte dort im April 1954 meine Diplomvorprüfung ab.

Im Herbst 1956 begann ich mit meiner Diplomarbeit, in deren Rahmen ich mich unter Leitung von Prof. Dr. U. Cappeller mit dem Aufbau einer linearpolarisationsempfindlichen Compton-Spektrometeranordnung beschäftigte; meine Diplomhauptprüfung legte ich am 28. 6. 1961 ab.

Seit 1967 arbeite ich mit R. Sturm und F.W. Theile in einer selbständigen Arbeitsgruppe zusammen, die sich vorwiegend mit $\gamma\gamma$-Richtungskorrelationsmessungen an schwachen Kaskadenübergängen in den Zerfallsspektren angeregter Kerne befaßte.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: Becker, Cappeller, Flügge, Grawert, Hückel, Huster, Kamke, Marschall, Vogt, Walcher und Wolter im Fach Physik; Krafft, Rothstein, A. Schmidt und Schütte im Fach Mathematik. Meerwein, Mahr und Starke in den Fächern Chemie und Kernchemie.